SCHNELLER STROMSTEIFER 200 kV-PLASMAFOKUS SPEED 1
ANDERS ALS ANDERE PLASMAFOKI?

Inaugural-Dissertation
zur Erlangung des Doktorgrades
der Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät
der Universität Düsseldorf

vorgelegt von
Walter Kies
aus Bergheim

Düsseldorf 1982

Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41538105_0004

SCHNELLER STROMSTEIFER 200 kV-PLASMAFOKUS

SPEED 1

ANDERS ALS ANDERE PLASMAFOKI?

Inaugural-Dissertation

zur Erlangung des Doktorgrades

der Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät

der Universität Düsseldorf

vorgelegt von

Walter Kies

aus Bergheim

Düsseldorf 1982

UNIV.
LEIDEN
BIBL.

1. Berichterstatter: Prof. Dr. G. Decker

2. Berichterstatter: Prof. Dr. J. Uhlenbusch

Tag der mündlichen Prüfung: 7. Dezember 1982

Kurzfassung

SCHNELLER STROMSTEIFER 200 kV-PLASMAFOKUS SPEED 1 ANDERS ALS ANDERE PLASMAFOKI?

Der Plasmafokus ist die intensivste Neutronenquelle unter allen Laborplasmen. Das nahezu punktförmige Deuteriumplasma emittiert bis zu 10^{12} Fusionsneutronen pro Entladung.

Anwendungen dieser Quelle sind möglich, wenn es gelingt, Reproduzierbarkeit und Wirkungsgrad weiter zu verbessern. Dazu ist die genauere Kenntnis der Energieübertragung vom Speicher zum Fokusplasma, der Plasmaerzeugung und der Neutronenproduktionsmechanismen erforderlich.

Ziel der vorliegenden Arbeit war es, einen Plasmafokus in einem bislang nicht zugänglichen Wertebereich der elektrischen Daten des Energiespeichers zu betreiben, um neue Aufschlüsse über das Entladungs- und Emissionsverhalten zu gewinnen und den Wirkungsgrad zu verbessern.

Mit der Entwicklung eines extrem schnellen (400 ns) kapazitiven Energiespeichers hoher Spannung (200 kV) wurde ein Experiment (SPEED 1) realisiert, das sich in den wesentlichen Daten von konventionellen Foki um etwa eine Größenordnung unterscheidet. Der Wirkungsgrad wurde damit um mehr als den Faktor 5 gegenüber konventionellen Maschinen vergleichbarer Speicherenergie verbessert.

Durch die Analyse der ersten und der letzten 50 Nanosekunden der Entladung gelang es, die relevanten Parameter der Zündung und der Plasmaschichtbildung zu identifizieren und ihren Einfluß auf den Pincheffekt nachzuweisen. Anders als andere Foki erzeugt SPEED 1 infolge hoher Zündspannungen und Leistungseinkopplung bei der Schichtbildung dünne, hochleitfähige Plasmaschichten, die einen effektiveren Plasmaeinschluß ermöglichen.

Entgegen bisherigen Erfahrungen, wonach die Neutronenproduktion beim Plasmafokus mit dem Auftreten von MHD-Instabilitäten verknüpft ist, zeigen die Messungen bei SPEED 1, daß der Beginn der Neutronenemission mit der Pinchdynamik korreliert ist. Da diesen Befund keines der bekannten Neutronenproduktionsmodelle erklären kann, wird ein völlig neues Modell - die Wechselwirkung gyrierender Deuteronen - diskutiert.

Inhalt

		Seite
0.	ZUSAMMENFASSUNG	1
1.	EINFÜHRUNG	6
1.1	Fokusprinzip	6
1.2	Skalierungen	8
1.3	Stromeffizienz	10
1.4	Zeitskala	11
1.5	Neutronenemission	12
2.	EFFIZIENZ SCHNELLER FOKUSENTLADUNGEN	14
2.1	Impedanzbetrachtungen	14
2.1.1	Entladestrom I	16
2.1.2	Fokuslast ($\dot{L}$ + R)	18
2.1.3	Pinchstrom I_p	21
2.2	Kapazitiver Energiespeicher hoher Impedanz	22
2.2.1	Speichereinheit	23
2.2.2	200 kV Plasmafokus SPEED 1	26
2.3	Betriebsverhalten	26
2.3.1	Diagnostik	28
2.3.2	Kurzschlußbetrieb	29
2.3.3	Fokusbetrieb	32
2.3.3.1	Beschleunigergeometrie	32
2.3.3.2	Entladungsverhalten	32
2.3.3.3	Stromeffizienz	37
2.3.3.4	Neutronenausbeute und Fokuseffizienz	39

Seite

3. DIE ERSTEN UND DIE LETZTEN FÜNFZIG NANOSEKUNDEN KLASSISCHER UND SPEED 1 - FOKUSENTLADUNGEN 42

3.1 Analyse zeitzugeordneter elektrischer Signale 43

3.2 Zündung und Schichtausbildung 47

3.2.1 Die Parameter der Zündung und Schichtausbildung 48

3.3 Kompression 55

3.4 Pinchdaten 67

3.5 Das Polaritätsrätsel 69

3.5.1 Einfluß des elektrischen Feldes 69

3.5.2 Des Rätsels Lösung 73

3.6 Reproduzierbarkeit 75

4. NEUTRONENEMISSION 78

4.1 Neutronendiagnostik 80

4.2 Meßergebnisse 86

4.2.1 Energiespektren 86

4.2.2 Zeitliche Entwicklung der Emission 90

4.2.2.1 Emissionsbeginn 90

4.2.2.2 Anstiegszeit und Emissionsdauer 92

4.2.2.3 Flußanisotropie und axiale Quellausdehnung 94

4.2.3.4 Vergleichstabelle 96

4.3 Interpretation 97

4.3.1 Klassische Neutronenproduktionsmodelle 97

4.3.2 Modell der Plasmaschicht 103

4.3.3 Modell der Deuteronenbeschleunigung 108

4.3.4 Modell der Neutronenproduktion 111

Seite

5. F A Z I T 125

Literaturverzeichnis 128

Dank

Lebenslauf

0. ZUSAMMENFASSUNG

Der Plasmafokus ist eine im Vergleich zu anderen Laborplasmen intensive Neutronenquelle (bis 10^{12} Neutronen pro Entladung).

Konventionelle Plasmafoki unterschiedlicher Speicherenergie (kJ bis MJ) zeigen große Ähnlichkeiten im Energietransfer zum Fokusplasma, im Entladungs- und Emissionsverhalten. Die Ursachen dafür sind u. a. relativ niedere Ladespannungen der kapazitiven Speicher (20 bis 40 kV), lange Stromanstiegszeiten (einige µs) und insbesondere die im Vergleich zur Fokuslast niederen Batterieimpedanzen ($\lesssim$ 20 mΩ).

Aufgabe dieser Arbeit war es, ausgehend von Überlegungen zur Impedanzanpassung, einen Plasmafokus mit extremen Speicherdaten zu entwickeln und das Betriebs-, Entladungs- und Emissionsverhalten vergleichend zu konventionellen Plasmafoki zu untersuchen. Ziel dieser Aktivität war die Verbesserung der Effizienz einer Fokusmaschine (Zahl der Neutronen pro Entladung bezogen auf die Speicherenergie Y/W_o).

Mit SPEED 1 wurde ein Experiment realisiert, das der Fokusforschung einen bislang nicht zugänglichen Parameterbereich erschließt. Die Betriebsdaten (Grenzdaten) sind: Speicherenergie 20 (30) kJ, Ladespannung 160 (200)kV, Stromanstieg $> 5 \cdot 10^{12}$ A/s, Stromanstiegszeit 400 ns, Entladestrom 0,9 (1,1) MA, Batterieimpedanz 160 mΩ.

Die wichtigsten Resultate der Untersuchungen sind:

Betriebsverhalten und Effizienz:

- ein Plasmafokus läßt sich vorteilhaft mit einer schnellen Kondensatorbatterie hoher Ladespannung betreiben, die als stromsteife Quelle den Strom bis in die späte Kompressionsphase stabilisiert.

- die Fokuseffizienz (10^6 Neutronen/J) wurde um mehr als den Faktor 5 gegenüber konventionellen Maschinen gleicher Energie, die Stromeffizienz (30 A/J) um etwa den Faktor 1,5 bis 2 verbessert.

Zündung und Schichtausbildung:

- während bei klassischen Entladungen die Schichtbildung einige 100 ns dauern kann, erfolgt sie bei SPEED 1 nach etwa 50 ns. Verantwortlich dafür sind die um eine Größenordnung höheren Werte der Zündparameter bei SPEED 1.

- das Polaritätsrätsel ist gelöst. Das elektrische Radialfeld im Zündbereich unterstützt bei positiver Polarität Zündung und Schichtausbildung und wirkt destruktiv bei negativer Polarität.

- die Steigerung der Energieeinkopplung (1 kJ) gegenüber klassischen Entladungen (50 J) innerhalb der ersten 50 ns aufgrund der hohen Werte der Zündspannung und des Stromanstiegs führt zur Ausbildung dünner, hochleitfähiger Schichten, welche die geringen radialen

Pinchdimensionen unmittelbar am Ende der Kompression ermöglichen, die bei klassischen Pinchen erst nach m = 0 Instabilitäten erreicht werden. (Bei SPEED 1 wurden diese Instabilitäten bislang nicht beobachtet.)

Kompression und Pinchphase

- im Gegensatz zu klassischen Entladungen wird bei SPEED 1 keine Magnetfelddiffusion in das Plasma während der Kompression beobachtet.

- die Kompression erfolgt bei Flußkonstanz. Die bei allen klassischen Entladungen auftretende Pinchspannung ist ein resistiver Effekt und entsteht nur, wenn das Magnetfeld aufgrund geringer Leitfähigkeit der Schicht und/oder anomaler Widerstandszunahme zum Pinchzeitpunkt in das Plasma diffundiert (Relativbewegung von Feld und Plasma). Die Pinchdynamik, bisher als Ursache betrachtet, hat nichts mit der Pinchspannung zu tun.

- Bei SPEED 1 wird kein klassisches Pinchverhalten (dichte Phase, Expansion, ruhige Phase, m = 0 Instabilitäten) beobachtet, vielmehr sind zwei Entladungstypen einstellbar:

  Typ 1: hohe Leistungseinkopplung (200 GW) in der Kompressionsphase, die zu einem Pinch führt mit kleinen Dimensionen und kurzer Lebensdauer ($\leq$ 50 ns) sowie ausgeprägten Spikes der Stromänderung (10^{13} A/s) und Pinchspannung ($\geq$ 150 kV) infolge anomaler Widerstandserhöhung zum Pinchzeitpunkt. Die Pinchspannung tritt 20 bis 25 ns

nach dem Spike der Stromänderung auf.

Typ 2: reduzierte Leistungseinkopplung($\leq$ 50 GW) führt zu größeren Pinchabmessungen und längerer Lebensdauer ($\leq$ 150 ns). Der Spike der Stromänderung ist reduziert, die Pinchspannung ist eliminiert.

Neutronenemission:

- Im Gegensatz zu klassischen Entladungen, wo die Neutronenemission ursächlich mit m = 0 Instabilitäten verknüpft ist, die erst nach der Maximalkompression auftreten, setzt bei SPEED 1 die Emission vor Erreichen des minimalen Pinchradius ein.

- Die Neutronen werden bei SPEED 1 aus zwei unabhängigen Quellen emittiert:

  . die Emission der primären, auf den Pinchbereich beschränkten Quelle ist korreliert mit dem Spike der Stromänderung und daher mit der Pinchdynamik;

  . die der sekundären, axial ausgedehnten Quelle ist mit der Emission harter Röntgenstrahlung und der Pinchspannung korreliert. Deshalb setzt die Emission aus der sekundären Quelle etwa 20 ns nach dem Emissionsbeginn der primären Quelle ein.

  . beim Entladungstyp 2 ist die sekundäre Quelle "abgeschaltet".

- Während klassiche Modellvorstellungen den beam-target-Mechanismus für die Neutronenproduktion des Plasmafokus

favorisieren, wird für die primäre Quelle bei SPEED 1 ein spezieller beam-beam-Mechanismus, nämlich die Wechselwirkung gyrierender Deuteronen untereinander in einer Randzone des Pinchgebiets vorgeschlagen.

1. EINFÜHRUNG

1.1 Fokusprinzip

Der Plasmafokus ist eine vergleichsweise einfache Konfiguration zur Erzeugung heißer (keV), hochdichter ($10^{25} m^{-3}$) und kurzlebiger (einige 10 ns) Fusionsplasmen.

Abb. 1 zeigt die Funktionseinheiten Energiespeicher und Beschleuniger mit den wesentlichen Elementen eines Fokusexperiments [1].

Entlang der Isolatoroberfläche kommt es zu einer Gleitentladung (Zündung). Die sich bildende Plasmaschicht expandiert infolge $\vec{j} \times \vec{B}$ - Kräften in radialer (inverser Pinch) und axialer Richtung (Laufphase) mit Geschwindigkeiten um 10^5 m/s. Am Ende des Beschleunigers wird das Plasma in radialer Richtung auf die Symmetrieachse zu beschleunigt, vor der Innenelektrode IE komprimiert und aufgeheizt. Dieser sogenannte Plasmafokus emittiert elektromagnetische Strahlung (vom Infraroten bis ins harte Röntgengebiet (einige MeV)),Elektronen- und Ionenstrahlen (einige keV bis MeV) und Neutronen als Produkte aus Kernfusionsreaktionen (Ausbeuten Y bis 10^{12} pro Entladung).

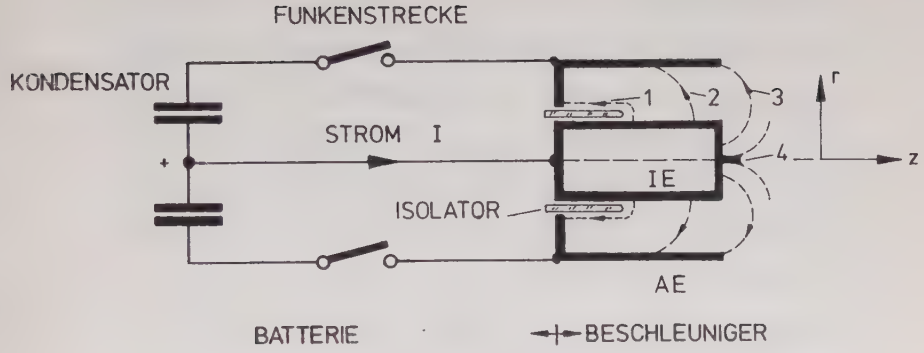


Abb. 1: Schema eines Fokusexperiments
r, z Ortskoordinaten; AE, IE Außen- und Innenelektrode. Entladungsphasen: Zündung 1, Lauf 2, Kompression 3, Fokus 4.

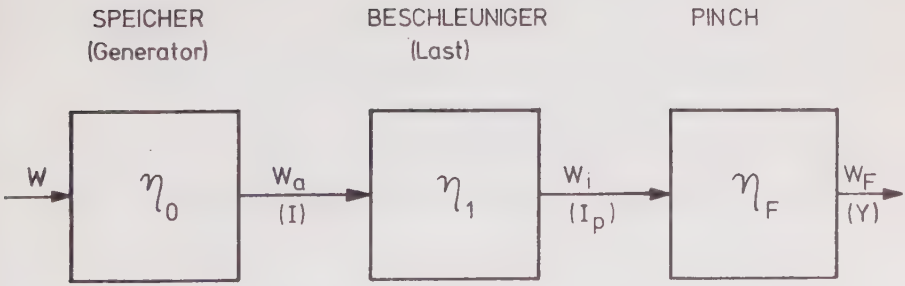


Abb. 2: Energiewandlung und -transfer zum Fokusplasma

1.2 Skalierungen

Diese im Vergleich zu anderen Plasmaexperimenten intensivste Neutronenquelle wird in vielen Laboratorien mit unterschiedlichen Speicherenergien W (kJ bis MJ) betrieben, um einerseits die Produktionsmechanismen dieser Strahlung zu klären und andererseits "die Grenzen dieser Quelle zu erforschen" [2].

Aus publizierten Daten verschiedener Experimente wurde eine Energieskalierung der Neutronenausbeute $Y = 10^7 W^2$ (W in kJ) [3, 4] gewonnen, die eine lineare Zunahme des Wirkungsgrades mit der Speicherenergie verspricht. Bis auf kleine (< 10 kJ) [5] und sehr große (> 500 kJ) Maschinen [6] folgen nahezu alle Fokusexperimente dieser Skalierung. Darin manifestiert sich eine große Ähnlichkeit des Energietransfers zum Fokusplasma (Abb. 2).

Bei der Entladung wird die elektrische Feldenergie W in Magnetfeldenergie, Ionisierungsenergie und kinetische Energie der Plasmateilchen gewandelt. In Abb. 2 ist diese Energiewandlung in einen "äußeren" (W_a) und einen "inneren" (W_i) Prozeß aufgespalten. Die Effizienz η_o des äußeren Prozesses hängt ab vom Zusammenspiel der Impedanzen von Generator und Last und von Übertragungsverlusten. Innerhalb des Beschleunigers wird ein Teil der Energie induktiv hinter der sich bewegenden Plasmaschicht gespeichert, ein anderer Teil geht in Ionisierung des Gases und in kinetische Energie der Plasmateilchen über. Die Effizienz η_1

repräsentiert eine Vielzahl von Einflußgrößen, wie die Parameter der Zündung und Schichtausbildung, Beschleunigergeometrie und Stromverluste.

Im letzten, weitgehend ungeklärten Prozeß wird den Deuteronen die zu Fusionsstößen erforderliche kinetische Energie übertragen. Als Mechanismen dieses Energietransfers werden Makro- und Mikroinstabilitäten sowie Turbulenzheizung diskutiert. Alle bisherigen Modellvorstellungen der Neutronenproduktion (thermonukleare, beam-beam, beam-target) führten zu Widersprüchen, so daß in neuerer Zeit Kombinationen oder gänzlich neue Modelle (particle trapping) untersucht werden.

Dieser Fusionsprozeß (gekennzeichnet durch die Fusionseffizienz η_F) scheint bei allen Fokusexperimenten, unabhängig von ihrer Größe, in gleicher Weise abzulaufen: ein Vergleich verfügbarer Daten [7, 8] zeigt, daß alle Experimente einer aus Sondenmessungen gewonnenen Pinchstromskalierung $Y = 2{,}2 \cdot 10^{11} I_p^{\,4}$ (I_p in MA) folgen. Daraus lassen sich folgende Schlüsse ziehen:

- Neben den Konversionseffizienzen η_o, η_1 erscheinen die Ströme (Gesamtstrom I, Pinchstrom I_p) als wesentliche Parameter einer Fokusentladung
- Konventionelle Foki weisen im mittleren Energiebereich sehr ähnliche Konversionseffizienzen auf.
- Kleine Anlagen besitzen offenbar eine bessere Stromeffizienz (positive Abweichung von der Energieskalierung)

als große Experimente (negative Abweichung von der Energieskalierung).

Im Hinblick auf mögliche Anwendungen des Plasmafokus als Neutronenquelle (z. B. im medizinischen Bereich oder für Materialuntersuchungen) ist neben der Skalierung die Verbesserung der Fokuseffizienz Y/W von Interesse. Unter der Voraussetzung, daß die Pinchstromskalierung für den Fusionsprozeß allgemeingültig ist, wird dies erreicht durch die Verbesserung der Stromeffizienz I_p/W eines Plasmafokus.

1.3 Stromeffizienz

Die Stromeffizienz eines Fokusexperiments I_p/W hängt ab von der Stromergiebigkeit des Speichers, der Anpassung der Impedanzen von Generator und Last (siehe Abb. 2) und den Stromverlusten innerhalb des Beschleunigers:

- hohe Stromergiebigkeit erreicht man durch möglichst niederinduktiven Aufbau des Speichers.

- als Kriterium für die Anpassung von Speicher und Beschleuniger galt lange Zeit (Mather 1971 [1], Bernard 1977 [2])das Maximum an induktiv gespeicherter Energie im Beschleuniger zum Pinchzeitpunkt.
  Erstmals 1976 wird ein Modell vorgestellt [9], welches die Bedeutung der Ladespannung U_o eines Energiespeichers für den maximal erzielbaren Strom zeigt und ein bezüglich dieses Strommaximums optimales Anpassungsverhältnis liefert. Außerdem zeigte sich, daß große Ströme (> 2 MA)Lade-

spannungen erfordern ($\geq$ 100 kV), die wesentlich höher sind als die konventioneller großer Fokusanlagen ($\leq$ 40 kV).

- Stromverluste im Zündbereich und während der Plasmakompression führten zu Sättigung der Neutronenausbeute, insbesondere bei großen Maschinen [6]. Die Minimierung dieser Verluste ist nach allgemeiner Ansicht die unabdingbare Voraussetzung für die Effizienzverbesserung großer Anlagen, wo diese Verluste mehr als 50 % des Gesamtstromes I betragen können.
  Im ersten Teil dieser Arbeit wird deshalb ein Konzept vorgestellt und diskutiert, bei dem die Frage nach der Effizienz im Vordergrund steht.

1.4 Zeitskala

Die Vorgänge einer Fokusentladung unterscheiden sich in ihrer Zeitskala:

- < 1 µs für die Phänomene der Zündung und der Fokussierung
- 3 bis 10 µs für den Entladungsablauf, der von den elektrischen Parametern des Kreises (Induktivität L, Kapazität C) und dem Fülldruck im Rezipienten abhängt.

Während die Kurzzeitskala für alle konventionellen Fokusmaschinen etwa gleich ist, hängen die Entladezeiten von der Größe der Energiespeicher ab. Bei Speicherenergien unter 100 kJ liegen sie unter 5 µs, bei größeren Anlagen bei bis zu 10 µs.

Davon abweichend hat bei den schnellen Plasmafokusexperimenten in Düsseldorf (SPEED) die Verbesserung der Stromeffizienz u. a. zur Folge, daß sich die Entladezeit um fast eine Größenordnung ($\leq$ 0,5 µs) verkürzt.

Damit bestand die Gefahr, daß es bei ähnlicher Kurzzeitskala wie bei "langsamen" Maschinen zu keiner Schichtausbildung oder Fokussierung käme oder daß sich infolge erhöhter Leistungsdichte das Entladungsgeschehen grundlegend änderte (Strombelastung der Elektroden und des Isolators, Leistungseinkopplung in die Plasmaschicht etc.).

Im zweiten Teil dieser Arbeit wird daher der Einfluß dieser schnellen Entladung auf Schichtgenerierung und Plasmakompression untersucht und mit Messungen an konventionellen Fokusmaschinen verglichen.

1.5 Neutronenemission

Trotz intensiver Bemühungen in vielen Laboratorien ist es bislang nicht gelungen, die Emissionsphänomene aus dem dichten Plasmafokus zweifelsfrei zu klären. Insbesondere die Voraussetzungen für die Neutronenemission, Ort und Zeitpunkt ihres Auftretens, Quellstruktur und Flußverteilung sowie deren zeitlicher Verlauf sind umstritten. Neuere Untersuchungen der Neutronenemission an Maschinen unterschiedlicher Batterieenergie W (12 kJ, 30 kJ, 560 kJ) [10, 11, 12, 13] ergaben, daß Quellstruktur, Emissionsdauer und Energiespektren konventioneller Foki nahezu unabhängig sind von der Speicherenergie.

Messungen an Maschinen mit extremen Entladungsparametern (Spannung, Stromanstieg, Entladezeit wie bei SPEED) lagen bislang nicht vor.

Im letzten Teil der vorliegenden Arbeit werden die simultan gemessenen Neutronenflüsse in Achsrichtung (end-on) und senkrecht zur Achse (side-on) und deren Anisotropieentwicklung sowie die mit Kernspurplatten aufgenommenen zeitintegrierten Spektren typischer Niederdruckentladungen und ihre Besonderheiten diskutiert.

2. EFFIZIENZ SCHNELLER FOKUSENTLADUNGEN

2.1 Impedanzbetrachtungen

Abb. 3 zeigt das vollständige elektrische Ersatzschaltbild eines Fokusexperiments mit den eingetragenen Meßstellen für Spannungen (U_o, U, U_B) und Ströme (I, I_p). Die Parameter des kapazitiven Energiespeichers (C_o, C_c, L_o, L_c) sind bis auf den vernachlässigbaren Widerstand der Funkenstrecken R_o konstant.

Im Gegensatz dazu stellt der Beschleuniger eine komplizierte Impedanz dar mit zeitveränderlichen Widerständen (R_{is}, R) und einer zeitabhängigen Induktivität L.
Die analytische Behandlung dieses Kreises stößt auf große Schwierigkeiten, so daß meist einfachere Ersatzschaltungen untersucht werden [1, 4, 9]. Die linke Seite der Schaltung in Abb. 4 repräsentiert einen Generator mit der Anfangsspannung U_o und der Impedanz Z, die rechte Seite eine zeitveränderliche Fokuslast $\dot{L}$ + R. Durch Vernachlässigung der Kapazität der Zuleitungen und des Kollektors C_c in Abb. 4 werden auch die Kollektorschwingungen vernachlässigt, die beim Schalten der Funkenstrecken angeregt werden. Die Kollektorinduktivität L_c wird als ein Teil der Außeninduktivität L_o betrachtet, wodurch U an den Meßort von U_B rückt. Da dieser Meßort für eine "schnelle" Spannungsmessung nicht zugänglich ist, ist die Näherung $U \approx U_B$ brauchbar, falls $L_c/L_o \ll 1$ ist. (Diese Bedingung ist bei sehr niederinduktiven und großen kapazitiven Speichern

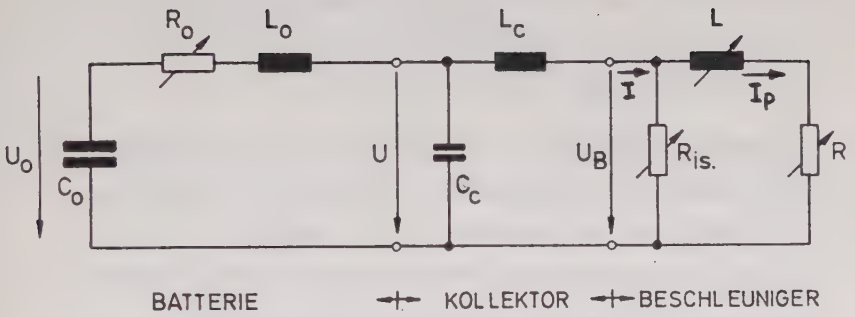


Abb. 3: Vollständiges elektrisches Ersatzschaltbild eines Fokusexperiments

U_o, C_o, R_o, L_o : Batterie-Spannung, -Kapazität, -Widerstand und -Induktivität

U, C_c, L_c : Kollektor-Spannung, -Kapazität und -Induktivität

U_B, L, R_{is}, R : Beschleuniger-Spannung, -Induktivität, Isolatorwiderstand und Schichtwiderstand

I, I_p : Entladestrom, Pinchstrom

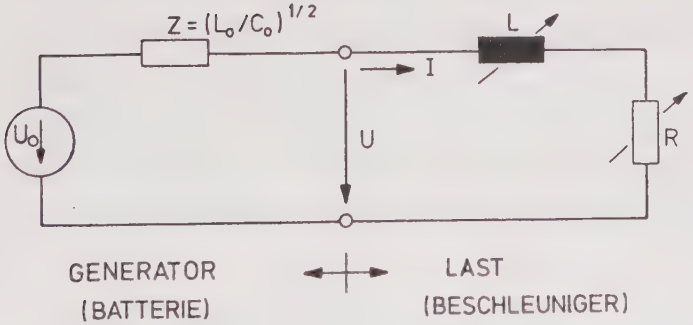


Abb. 4: Vereinfachtes elektrisches Ersatzschaltbild

nicht erfüllt, weil durch die Parallelschaltung vieler Speichereinheiten der Anteil der Kollektorinduktivität den der Außeninduktivität übersteigt.)

Die Vernachlässigung des Isolatorwiderstandes R_{is} bedeutet, daß zunächst der Entladestrom I und damit die Stromeffizienz des "äußeren" Kreises untersucht wird. Dabei wird angenommen, daß der gesamte Strom durch die Last in Abb. 4 fließt.

2.1.1 Entladestrom I

Bei der Entwicklung von Anpassungskriterien [1, 2, 9] ging man bislang aus von einer linear mit der Zeit zunehmenden Induktivität $L = \dot{L} \cdot t$ als Last. Diese Annahme ist aber nur für die Laufphase einer Fokusentladung wegen der konstanten Axialgeschwindigkeit der Plasmaschicht brauchbar. Da der Plasmawiderstand R sowie Zünd- und Kompressionsphase der Fokusentladung vernachlässigt wurden, paßte man die Generatorimpedanz an ein Lastminimum an.

Der Maximalstrom, den die Kondensatorbatterie liefern kann, ist der Kurzschlußstrom $I_K = (2\ W/L_o)^{1/2}$, der bei festgehaltener Speicherenergie $W = 1/2\ C_o\ U_o^2$ nur von der Batterieinduktivität L_o abhängt. Hohe Stromergiebigkeit verlangt somit niederinduktive Kondensatoren und niederinduktiven Aufbau.

Der maximal erreichbare Entladestrom I hängt ab von den Impedanzen von Generator und Last. Zwei extreme Betriebsfälle lassen sich ohne Kenntnis der analytischen Lösung

der Kreisgleichung gemäß Abb. 4 (die in [1] und [9] für R = o angegeben ist) diskutieren:

$$I \approx U_o/(\dot{L} + R) \text{ für } Z << (\dot{L} + R) \qquad (1)$$

Die Generatorimpedanz spielt keine Rolle für den Entladestrom I, der bei fester Ladespannung U_o nur von der Fokuslast bestimmt ist. Dies ist der Betriebsfall des Konstantspannungsgenerators. Die Erhöhung der Batterieenergie bei fester Ladespannung führt unvermeidbar zu diesem Betriebsfall, weil mit Vergrößerung der Speicherkapazität C_o die Impedanz Z abnimmt. Tatsächlich trifft dies bei großen Fokusanlagen zu.

$$I \approx U_o/Z = I_K \text{ für } Z >> (\dot{L} + R) \qquad (2)$$

Die Generatorimpedanz dominiert die Last und bestimmt damit den Entladestrom I, der für diesen Betriebsfall des Konstantstromgenerators das Strommaximum I_K erreichen würde. Dies läßt sich nur über die Reduzierung der Kapazität C_o erreichen, weil wegen der Stromergiebigkeit der Quelle die Induktivität L_o minimal sein sollte. Um große Ströme zu erzielen, sind deshalb hohe Ladespannungen erforderlich ($U_o \sim C^{-1/2}$).

(Ein Zahlenbeispiel: Die für Fokusverhältnisse hohe Impedanz von 100 mΩ erfordert bei I = 10 MA eine Ladespannung U_o = 1 MV!).

Ob dieser Betriebsfall einstellbar ist, hängt somit von der Last, den verfügbaren Batteriekomponenten und der Beherrschung der hohen Spannungen ab.

2.1.2 Fokuslast ($\dot{L}$ + R)

Abb. 5 zeigt den typischen zeitlichen Verlauf der Fokuslast während einer Entladung. Die Zeit ist normiert auf die Pinchzeit T_p (Zeitdauer von der Zündung bis zum Pinchzeitpunkt), die normalerweise etwa der Stromanstiegszeit $\tau_{0/4}$ entspricht.

Bei der Zündung ist der Widerstand der Stromschicht hoch, während die Schichtbewegung noch nicht eingesetzt hat ($\dot{L}$ = 0). Nach dem Abheben der Schicht vom Isolator wird rasch die in der Laufphase nahezu konstante Axialgeschwindigkeit v_z von etwa 10^5 m/s erreicht, was bei den üblichen Beschleunigergeometrien einer Induktivitätsänderung von $\dot{L} \approx 20$ mΩ entspricht. Während der Laufphase fällt der Schichtwiderstand R auf vernachlässigbar kleine Werte (< 10 mΩ). Während der Plasmakompression steigen beide Größen auf einige 100 mΩ an. Zum Vergleich sind in Abb. 5 die konstanten Impedanzen einer typischen konventionellen und der SPEED 1 - Kondensatorbatterie eingezeichnet.

Die konventionelle Batterie ist in keiner Phase in der Lage, den Strom zu stabilisieren, während die Batterie hoher Impedanz die Last dominiert, ausgenommen ganz zu Beginn und am Ende der Entladung, wo die Last auch diese hohe Impedanz für kurze Zeit übersteigt.

Da die Axialgeschwindigkeit v_z mit geringen Abweichungen für alle Maschinen die gleiche ($\approx 10^5$ m/s) ist, hängt

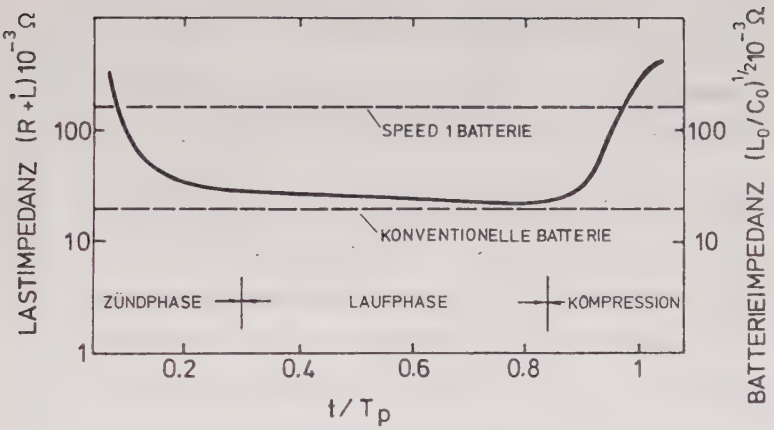


Abb. 5: Zeitverlauf der Fokuslast $(\dot{L} + R)$ während einer Fokusentladung.

$\dot{L} = \bar{L} \cdot v_z$ während der Laufphase ab vom Induktivitätsbelag des Beschleunigers

$$\bar{L} = \frac{\mu_o}{2\pi} \ln \frac{r_a}{r_i} \quad (\approx 2 \text{ nH/cm}) \qquad (3)$$

und damit nur vom Logarithmus des Radienverhältnisses der Elektroden. Dieses Radienverhältnis liegt bei optimierten Beschleunigergeometrien des hier diskutierten Mather-Typs (schlanke Geometrie) zwischen 2,5 und 3 und erreicht nur bei sehr großen Maschinen Werte unter 2. Daraus ergibt sich, daß für alle Experimente des mittleren Energiebereiches mit Minimalwerten der Last um 20 mΩ zu rechnen ist und daß $\dot{L}$ selbst für sehr große Beschleuniger kaum unter 10 mΩ sinkt.

Was ist nun die "richtige" Generatorimpedanz für diese Fokuslast gemäß Abb. 5 ?

Da alle bisherigen Modelle nur den Entladestrom I berücksichtigen und die Vorgänge der Zündung und der Kompression außer acht lassen, liefern sie mit Sicherheit zu niedrige Werte für Z.

Auf der anderen Seite erscheinen Z-Werte, welche die Last in jeder Entladungsphase dominieren, mit Kondensatorbatterien - die aus den angeführten Gründen niederinduktiv sein müssen - nicht realisierbar.

Im Interesse einer möglichst geringen "inneren" Stromaufteilung (siehe Abb. 2) erscheint dennoch diese Betriebsweise für den Plasmafokus wünschenswert.

2.1.3 Pinchstrom I_p

Folgende Gründe sprechen dafür, eine Kondensatorbatterie hoher Impedanz - und somit hoher Spannung - zu entwickeln:

- induktive Speicher sind wegen der Schalterprobleme (öffnende Schalter) noch nicht konkurrenzfähig.

- die Stromeffizienz des äußeren Kreises erreicht nahezu das Maximum I_K/W

- hohe Stromanstiege $\dot{I}_o$ ($= U_o/L_o$) führen zu rascher Plasmabeschleunigung und damit zu kurzer Verweildauer der Schicht im Isolatorbereich

- kurze Entladezeiten reduzieren Energie - und Stromverluste der Laufphase (z. B. fällt nach [14] der Isolatorwiderstand R_{is} mit der Zeit nach der Zündung)

- die Erhöhung der Leistungsdichte bei der Zündung sollte dem Aufbau einer dünnen hochleitfähigen Stromschicht zugute kommen [15]

- die Stromstabilisierung bis weit in die Kompressionsphase hinein (siehe Abb. 5) vermindert die Dämpfung und erhöht damit den Pinchstrom I_p

- hochimpedante Generatoren erschließen wegen der hohen Spannungen und kurzen Entladezeiten der Fokusforschung einen neuen Parameterbereich.

Bei konventionellen Maschinen liegt das Stromaufteilungsverhältnis α ($= I_p/I$) im Mittel bei 0,65 [14]. Große Maschinen erreichen hingegen kaum 0,5, während bei kleinen Anlagen etwas höhere Werte (0,7) gemessen werden. Da die Speicherenergie wegen der begrenzten Ladespannungen ($U_o \leq 40$ kV) über die Kapazität C_o erhöht wird, besitzen große Batterien wegen $Z = (L_o/C_o)^{1/2}$ sehr viel kleinere Impedanzen als Anlagen mit geringer Speicherenergie.

2.2 Kapazitiver Energiespeicher hoher Impedanz

Bei der Projektierung der Kondensatorbatterie wurden Extremwerte des modernen Speicherbaus angestrebt, um die Betriebsweise als Konstantstromquelle gemäß Gl.(2) nahezukommen, d. h. eine hohe Impedanz bei niederinduktivem Aufbau zu ermöglichen.

Im 30 kJ-Bereich erscheinen folgende Daten realisierbar:

Impedanz $Z > 100$ mΩ

Ladespannung $U_o = 200$ kV

Stromanstieg $\dot{I}_o > 5 \cdot 10^{12}$ A/s

Entladezeit $\tau_{o/4} \leq 500$ ns

Entladestrom $I_{max} \approx 1{,}2$ MA

Die Batterie sollte aus mehreren Energiemoduln aufgebaut werden, damit die Erweiterung auf größere Speicherenergien möglich ist. Dieser modulare Aufbau wurde in den Schritten Speichereinheit, Energiemodul, Batterie entwickelt. Untersucht werden sollten die Auswirkungen der extrem hohen Batterieimpedanz auf das Entladungsverhalten und die Stromeffizienz. Als großes Problem erschien die

Beherrschung der hohen Spannungen unter Fokusbedingungen und der Schalterprobleme dieser schnellen Batterie. Als besonders kritisch galten die Parameterwerte der Beschleunigerspannung U und des Stromanstiegs $\dot{I}_o$, da in der Literatur [16, 17] Grenzwerte dieser Größen für Fokusentladungen angegeben sind ($U \leq 12$ kV während der Laufphase $\dot{I}_o \leq 2{,}5 \cdot 10^{12}$ A/s bei der Zündung).

2.2.1 Speichereinheit

Eine Kondensatorbatterie besteht aus mehreren Speichereinheiten, die parallel und/oder in Serie zusammengeschaltet werden. Diese Einheiten sollten bereits die Charakteristika einer Stromquelle besitzen: niedere Induktivität, hohe Impedanz und damit hohe Spannung sowie kurze Entladezeit bei einer Speicherenergie im kJ-Bereich. Da ein einzelner Kondensator die Batteriespannung nicht liefern kann, werden solche Einheiten als Marxschaltungen realisiert. Abb. 6 zeigt das elektrische Ersatzschaltbild eines zweistufigen Marxgenerators.

Das Angebot an niederinduktiven Hochspannungskondensatoren auf dem Markt enthält nur wenige, die eine hohe Impedanz besitzen. Die verwendeten Kondensatoren(C_s) sind Spezialanfertigungen der Firma MAXWELL, San Diego USA, für das IPP Garching. Tabelle 1 verdeutlicht die Vorteile dieser Entwicklung in einer Gegenüberstellung der Daten dieses Typs mit denen eines konventionellen Kondensators der Firma SIEMENS.
Da der Kondensator Bandleiteranschlüsse besitzt, ist ein

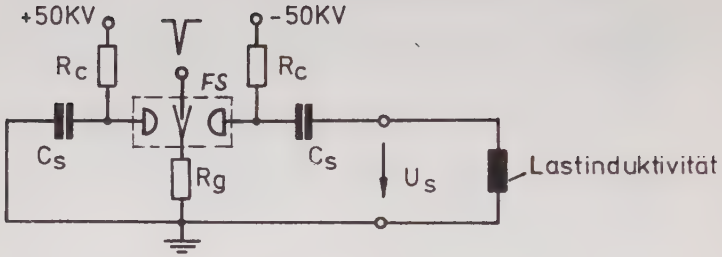


Abb. 6: Zweistufiger Marxgenerator 100 kV/ 1,5 kJ
FS: Druckluftfunkenstrecken mit UV-Vorbeleuchtung

Parameter		Konventioneller Kondensator	Moderner Kondensator	
Energie	/kJ	3	0,5	(0,77)
Kapazität	/µF	15	0,62	
Spannung	/kV	20	40	(50)
Induktivität	/nH	35	20	
Impedanz	/mΩ	48	184	
Stromanstieg	/TA/s	0,57	2	(2,5)

Tabelle 1: Hochspannungskondensatoren
Betriebsdaten (Maximalwerte)

niederinduktiver Aufbau einfach möglich. Den größten Beitrag zur Kreisinduktivität L_s liefert die Funkenstrecke. Sie stellt daher und wegen der Anforderungen an das Schaltverhalten das kritische Element des Kreises dar. Positive und negative Aufladung der beiden Kondensatoren hat gegenüber Marxgeneratoren mit einer Polarität den Vorteil, daß nur die halbe Anzahl von Schaltern erforderlich ist. Außerdem kommt die Symmetrie der Anordnung zum Massepotential dem Durchschalten der Stufen zugute. Der Nachteil des doppelten Aufwandes bei den Ladeeinrichtungen tritt dagegen deutlich in den Hintergrund.

Geschaltet wird die aufgeladene Speichereinheit durch einen negativen Triggerimpuls (- 100 kV) mit 10 ns Anstiegszeit, der in einem aufgeladenen Hochspannungskabel generiert wird. Damit und durch die UV-Vorbeleuchtung der Druckluftfunkenstrecke werden Schaltverzugszeiten von typisch 20 ns und Streuungen dieser Verzugszeit (Jitter) von 5 ns erreicht. Die Gesamtinduktivität der Speichereinheit beträgt 150 nH. Dies ermöglicht einen Kurzschlußstrom von 140 kA, der um über den Faktor 2 höher liegt als der angegebene Betriebsstrom für die Kondensatoren. Obgleich die Eigeninduktivität der Funkenstrecke mit 80 nH hoch und reduzierbar erscheint, schützt sie den Kondensator vor der Selbstzerstörung. Die Impedanz von 0,7 Ω erlaubt die Parallelschaltung vieler Einheiten. Diese Einheit wurde über einige 1000 Schuß getestet, indem ein Strom von 100 kA durch eine Lastinduktivität getrieben wurde.

2.2.2 200 kV Plasmafokus SPEED 1

Gemäß den Impedanzbetrachtungen müssen die Speichereinheiten parallel- und/oder in Serie geschaltet werden, um eine Batterie vorgegebener Energie zu realisieren. Da mit SPEED 1 der Einfluß einer besonders hohen Impedanz auf das Fokusverhalten untersucht werden sollte, bilden 2 Einheiten in Serie einen Speichermodul (3 kJ, 200 kV, 1,4 Ω).

SPEED 1 besteht aus 10 parallel geschalteten Moduln, die über niederinduktive Bandleiter an den Kollektor angeschlossen sind. Mit der Gesamtimpedanz (einschließlich Bandleiter- und Kollektorinduktivität) von 160 mΩ, welche um den Faktor 8 über der Fokuslast der Laufphase liegt, nimmt diese Maschine eine Sonderstellung in der Fokusforschung ein (siehe Abb.7).

In Tabelle 2 sind die Daten dieses Experiments zusammengestellt.

2.3 Betriebsverhalten

Wegen der extremen Daten war es notwendig, das Betriebsverhalten der Batterie sorgfältig zu untersuchen.

Kritisch eingeschätzt wurden folgende Punkte:

- Symmetrie der Stromeinspeisung in den Beschleuniger
- Schaltverhalten der Funkenstrecken

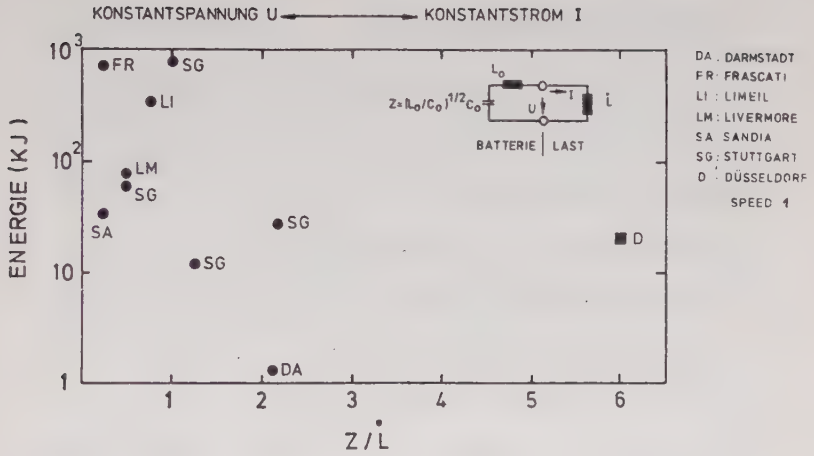


Abb. 7: Auf die Lastminima der Laufphase $\dot{L}$ normierte Batterieimpedanz Z verschiedener Fokusexperimente

Größen		Grenzdaten	Betriebsdaten
Energie	W/kJ	30	20
Ladespannung	U_o/kV	200	160
Kapazität	C_o/µF	1,56	-
Induktivität	L_o/nH	40	-
Kollektorinduktivität	L_c/nH	5	-
Kollektorkapazität	C_c/nF	2 bis 3	-
Kurzschlußstrom	I_k/MA	1,22	1,0
Stromanstiegszeit	τ_o/4/ns	400	-
Jitter	Δt/ns		< 10

Tabelle 2: Technische Daten des Plasmafokusexperiments SPEED 1

- Überspannungen am Kollektor

- Umkehrspannung (voltage reversal) und Schwingbetrieb der Speichereinheiten;

und beim Fokusbetrieb

- Zündung, Schicht- und Fokusausbildung
- Rückspannung zum Fokuszeitpunkt
- Stromtransfer und Stromeffizienz
- Neutronenausbeute und Fokuseffizienz

Die möglichen Betriebsfälle sind Kurzschluß bzw. konstante Last, Leerlauf und zeitveränderliche Last (Fokusentladung).

Der erste Betriebsfall ist geeignet, das Verhalten der Einzelmoduln und der gesamten Batterie zu studieren. Obwohl dies im allgemeinen eine ungefährliche Betriebsart für eine Stromquelle ist, belastet der durchschwingende Betrieb die Kondensatoren. Allerdings hatten sich die Kondensatoren schon im Testbetrieb als außerordentlich belastbar gegen Überspannungen, Umkehrspannungen (bis zu 90 %) sowie gegen Durchschwingungen bei hohen Strömen (100 kA) erwiesen. Wirklich kritische Betriebszustände waren jedoch erst beim Fokusbetrieb zu erwarten, weil hier Leerlauf infolge Zündverzug und Rückspannungen zum Pinchzeitpunkt die Batterie erfahrungsgemäß besonders gefährden.

2.3.1 Diagnostik

Zur Messung von Strom und Spannung werden schnelle Magnet-

sonden (Anstiegszeit 2 ns) und kapazitive Kabelteiler (Anstiegszeit 1 ns) verwendet. Der Meßort der Kollektorspannung U (siehe Abb. 3) ist nur 30 cm vom Ort der Strommessung I entfernt. Am Ausgang jedes Speichermoduls befindet sich ein Spannungsmeßpunkt. Damit ist die Messung der Schaltzeitpunkte der einzelnen Moduln und die Registrierung mittels einer vielkanaligen schnellen Registriereinrichtung oder Oszillographen möglich.

Der im Plasma fließende Strom wird ebenfalls mit schnellen Magnetsonden [7] gemessen.

Bildwandleraufnahmen (Momentaufnahmen mit Belichtungszeiten $\leq$ 10 ns) dienen der Untersuchung des Entladungsverhaltens, der Schichtstruktur und der Plasmagestalt. Gegeneinander zeitverzögerte (50 ns) Momentaufnahmen derselben Entladung, Schmieraufnahmen sowie Sondenmessungen an verschiedenen Positionen des Beschleunigers erlauben die Ermittlung der Plasmadynamik.

Die Neutronenausbeute wird mit Silberaktivierungszählern side-on gemessen. Die Zähler wurden mit Hilfe von Kernspurplatten [11] geeicht.

2.3.2 Kurzschlußbetrieb

Anstelle der Beschleunigerelektroden wurde zunächst eine Kurzschlußelektrode als konstante induktive Last an die Batterie angeschlossen (siehe Abb. 3). Da diese Schaltung nur konstante Parameter enthält (R_o vernachlässigt), ist die analytische Behandlung trivial. Aus den Differential-

gleichungen mit den entsprechenden Anfangsbedingungen lassen sich die interessierenden Lösungen (U(t), I(t)) ermitteln, falls die Parameter bekannt sind. Umgekehrt lassen sich Induktivitäten und die Kollektorkapazität aus dem gemessenen Zeitverlauf bei bekannter Induktivität der Kurzschlußelektrode ermitteln. Außerdem eignet sich dieser Betrieb zur Eichung der Magnetsonde, die den Entladestrom I mißt.

Der Zeitverlauf der Kollektorspannung U(t) zeigt die Wirkung der Kollektorkapazität. Als Lösung ergibt sich

$$U(t) = A\, U_o(\cos \omega_o \cdot t - \cos \omega_1 \cdot t) \qquad (4)$$

mit ω_o und ω_1 als Kreisfrequenzen der Grund- bzw. der Oberschwingung (Kollektorschwingung) und A einem konstanten Spannungsteilungsverhältnis.

Für den Fall, daß $\omega_1 >> \omega_o$ ergibt sich für den Anfangsverlauf ($t << \tau_{o/4}$)

$$U(t) = 2\, A\, U_o \sin^2 \frac{\omega_1}{2} t \quad . \qquad (5)$$

Die Kollektorspannung steigt also auf die doppelte Amplitude ihrer Grundschwingung an. Das bedeutet eine Erhöhung des Stromanstiegs, aber auch eine zusätzliche Gefährdung der Kollektorisolation. Kritisch wird dies im Falle des Leerlaufs, wo wegen A = 1 das Doppelte der Modulspannung (400 kV!) am Kollektor auftreten kann. Die Messung der einzelnen Speichermoduln ergab die Periodendauer τ_{om} = 1,4 µs ± 2 %, eine Stranginduktivi-

tät von 350 nH und eine Streuung der Verzugszeit < 10 ns. Dies bedeutet bei gleicher Modulkapazität nahezu gleiche Entladeströme der einzelnen Moduln. Die individuelle Druckluftversorgung der Modulfunkenstrecken ermöglicht die Abstimmung der Schaltzeitpunkte der Modulen auf etwa 5 ns. Die Streuung dieser Schaltzeitpunkte (Jitter) beträgt um 5 ns von Schuß zu Schuß. Damit ist eine symmetrische und simultane Stromeinspeisung in den Beschleuniger gewährleistet.

Für den Kurzschlußbetrieb wurde die Batteriespannung auf 120 kV begrenzt, um die Kondensatoren zu schonen.

2.3.3 Fokusbetrieb

2.3.3.1 Beschleunigergeometrie

Anstelle der Kurzschlußelektrode wurden die Beschleunigerelektroden montiert und die Fokusentladung in einigen mbar Deuterium (D_2) gezündet. Geometrie des Beschleunigers und Fülldruck können in weiten Grenzen variiert werden. Als Kriterium für eine optimal angepaßte Beschleunigergeometrie dient die maximale Anzahl von Fusionsreaktionen einer Fokusentladung. Parameterstudien an anderen Fokusmaschinen [18, 19] lieferten Kriterien, mit deren Hilfe die sonst langwierige Prozedur der Geometrieoptimierung wirksam abgekürzt werden kann. Abb. 8 zeigt die Beschleunigergeometrie, mit der die bislang höchsten Neutronenausbeuten erzielt wurden.

Obwohl Skalierungsgesetze für die verschiedenen Phasen der Fokusentladung formuliert wurden [20, 21], ist der starke Einfluß der Parameter Durchmesser, Länge und Struktur der Innenelektrode, Isolatorwerkstoff und -geometrie sowie Durchmesser und Struktur der Außenelektrode bis heute nicht verstanden [4, 18, 19, 22].

2.3.3.2 Entladungsverhalten

Aufgrund des Zündverhaltens konventioneller Fokusmaschinen (druckabhängige Zündverzugszeiten bis einige 100 ns) [22] war bei SPEED 1 mit einem leerlaufähnlichen Betrieb bei Entladungsbeginn zu rechnen. Da bei allen Entladungen die Batteriespannung U_o = 160 kV betrug, war nach Gl(5)

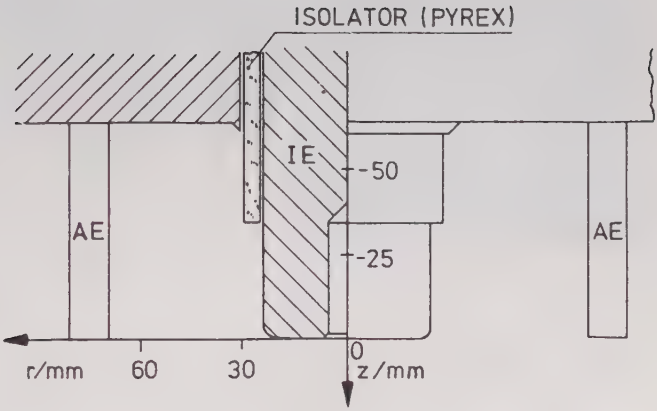


Abb. 8: Beschleunigergeometrie bei SPEED 1 (Halbschnitt)
AE Außenelektrode (15 Kupferstäbe)
IE Innenelektrode aus Kupfer mit stirnseitiger Bohrung

der Anstieg der Beschleunigerspannung auf U > 300 kV möglich. Trotz Variation des Fülldrucks p_{D_2} (beginnend bei etwa 100 mbar) bis zu 0,5 mbar stieg die Beschleunigerspannung nicht über 150 kV an, bei Drücken oberhalb 1 mbar liegt sie unter 100 kV. Daraus folgt, daß die Zündverzugszeit im gesamten Druckbereich kürzer ist als die Anstiegszeit der Beschleunigerspannung (30 ns). Aus der Analyse der Signale von Beschleunigerspannung U und Stromänderung $\dot{I}$ geht hervor, daß die Zündung im gesamten Beschleuniger erfolgt. Die Plasmaschicht bildet sich jedoch stets in der Nähe der Isolatoroberfläche aus innerhalb etwa 50 ns nach der Zündung.

Obwohl der Stromanstieg $\dot{I}_o$ mit $> 5 \cdot 10^{12}$ A/s um mehr als das Doppelte über dem von Patterson [17] angegebenen zulässigen Grenzwert liegt, kommt es zu Schichtausbildung, Beschleunigung und Fokussierung.

In Abb. 9 sind Bildwandleraufnahmen der verschiedenen Entladungsphasen mit einem typischen Signalverlauf der Stromänderung $\dot{I}$ zusammengestellt. (Wegen der Kürze des Beschleunigers konnten die Aufnahmen nicht senkrecht, sondern nur unter einem Winkel von 76° zur Achse gemacht werden).

Die Schicht ist nach 120 ns etwa 5 mm vom Isolatorende in axiale Richtung vorgelaufen und erreicht das Ende der Innenelektrode bereits kurz vor dem Nulldurchgang des $\dot{I}$-Signals (Strommaximum). Selbst zum Pinchzeitpunkt hat die Schicht im Isolatorbereich noch nicht die Stäbe der

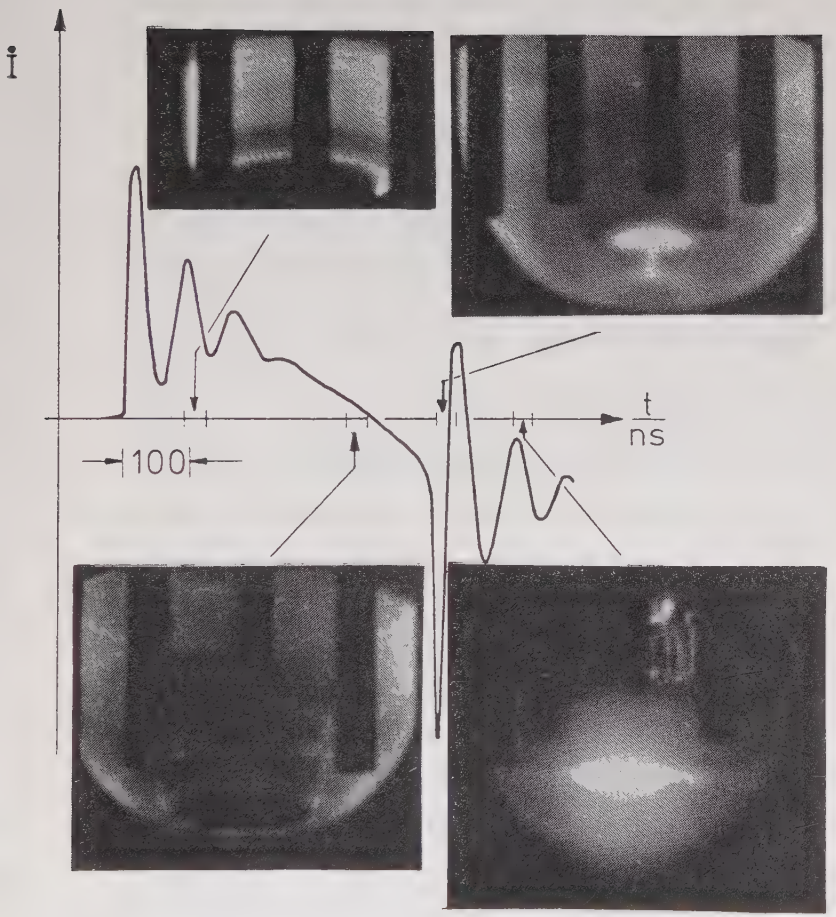


Abb. 9: Bildwandleraufnahmen zu verschiedenen Zeiten einer Fokusentladung

(Belichtungszeit ≤ 10 ns)

Außenelektrode erreicht. Die vierte Aufnahme zeigt die Nachfokusphase (100 ns nach dem Stromeinbruch des Pinchzeitpunktes). Aufgrund der Rückspannung zum Fokuszeitpunkt (bis 150 kV) kommt es zu erneuter Zündung über dem Isolator. Es bildet sich jedoch keine neue Stromschicht aus, sondern die Entladung erfolgt über viele einzelne Stromkanäle (Speichen), die nahezu ortsfest in Isolatornähe brennen. Diese Stromspeichen sind auch die Ursache für Fehlentladungen und Schüsse mit geringer Neutronenausbeute, bei denen es aufgrund schlechterer Schichtstruktur zu keiner effektiven Fokussierung kommt. Auffällig ist die lange Verzugszeit der Wiederzündung nach der Spannungsspitze. Offenbar liegen zum Pinchzeitpunkt keine günstigen Entladungsbedingungen im Isolatorbereich vor (geringer Restdruck, hoher Isolatorwiderstand [14]).

Geschwindigkeitsmessungen der Leuchtfront an der Innenelektrode ergaben, daß die Axialgeschwindigkeit v_z bei guten Schüssen nahezu druckunabhängig bei $1{,}7 \cdot 10^5$ m/s liegt, die Kompressionsgeschwindigkeit v_r druckabhängig zwischen 2 und $3 \cdot 10^5$ m/s. Bei höheren Fülldrucken $p_{D_2} > 5$ mbar, wo die Neutronenausbeute stark abfällt, liegen Lauf- und Kompressionsgeschwindigkeit bei etwa $1{,}4 \cdot 10^5$ m/s. Als Kriterium für die Qualität einer Entladung können die Parameterwerte der Zündung (U, $\dot{I}_o$, p_{D_2}) und der Kompression, Breite und Tiefe des Stromeinbruchs sowie die Höhe der Rückspannung zum Pinchzeitpunkt etc. dienen. Dies wird in einem separaten Kapitel darge-

stellt und diskutiert. Zunächst soll die Voraussetzung für eine gute Fokuseffizienz Y/W, möglichst großer Pinchstrom I_p, erörtert werden.

2.3.3.3 Stromeffizienz

Bei den bisherigen Betriebsdaten von SPEED 1 (20 kJ, 160 kV; siehe Tabelle 2) wurden Entladeströme I von 900 kA gemessen. Während der Entladestrom konventioneller Maschinen stark druckabhängig ist [4, 22], ändert er sich bei SPEED 1 kaum mit dem Fülldruck, weil der Lasteinfluß gering ist. Die damit erreichte äußere Stromeffizienz I/W von 45 A/J vergleicht sich günstig mit Werten konventioneller Maschinen gleicher Energie (20 bis 25 A/J) [10]. 90 % des Kurzschlußstroms werden bei SPEED 1 in die Fokuslast eingespeist, während bei langsamen Maschinen meist nur etwa 50 bis 60 % erreicht werden.

Wichtiger als die äußere Stromeffizienz ist jedoch der Stromtransfer zum Fokusplasma (Abb. 2).

Vergleichsdaten aus der Fokusliteratur sind selten und mit Vorsicht zu verwenden, weil der Pinchstrom nicht einheitlich definiert ist. In [14] wird der Wert des Wendepunkts im Stromeinbruch des $\dot{I}_p$ - Signals, also der Wert des Zeitpunkts der größten Induktivitätsänderung angegeben. Es ist aber bekannt, daß die Neutronenproduktion bei konventionellen Maschinen später, nämlich nach Auftreten der

ersten m = 0 Instabilität einsetzt. Es erscheint daher sinnvoll, unter I_p den Wert des Pinchstromes zu verstehen, der zu Beginn der Neutronenproduktion fließt. Der Unterschied der Werte ist im mittleren Energiebereich unerheblich, kann aber bei größeren Anlagen wegen des tiefen Stromeinbruchs während der Plasmakompression beträchtlich sein.

Sondenmessungen im Beschleunigerbereich und die Bestimmung des Stromaufteilungsverhältnisses nach einem in [14] angegebenen Verfahren ergaben für SPEED 1 Werte, die zwischen 0,7 und 0,8 liegen. Damit ist die Stromeffizienz I_p/W für SPEED 1 etwa um den Faktor 2 besser als die langsamer Maschinen gleicher Energie [10, 14].

Aus Sondenmessungen in der Nähe des Isolators ist bekannt [14], daß der Leckstrom auf die Isolatoroberfläche konzentriert ist und nicht - wie früher vermutet [23] - hinter der laufenden Schicht im gesamten Beschleuniger verteilt fließt. Da andererseits der Isolatorwiderstand R_{is} (siehe Abb. 3) mit der Zeit nach der Zündung abfällt, hängt der Stromverlust im Zündbereich nicht nur von Aufenthaltsdauer der Schicht im Isolatorbereich, sondern auch von der gesamten Entladungsdauer ab. Durch den hohen Stromanstieg bei der Zündung wird bei SPEED 1 eine rasche Schichtbeschleunigung erreicht. Die hohe Impedanz stabilisiert den Strom zusätzlich bis weit in die Kompressionsphase hinein, so daß nur ein geringer (aber steiler) Stromeinbruch zum Pinchzeitpunkt beobachtet wird.

Zum Vergleich sind in Tabelle 4 die Daten einiger Experimente einander gegenübergestellt.

2.3.3.4 Neutronenausbeute und Fokuseffizienz

Die Reproduzierbarkeit der Neutronenausbeute von Fokusentladungen ist normalerweise schlecht (Schwankungen um mehr als den Faktor 10 können auftreten), so daß für einigermaßen gesicherte Angaben über mehrere Schüsse gemittelt werden muß. Fehlentladungen oder Schüsse mit geringen Ausbeuten, wo die Ursache der Ausbeuteverringerung auf der Hand liegt (z. B. Speichenentladung nach guten Schüssen) werden nicht berücksichtigt. Der Fehler der Einzelmessungen aufgrund der Eichung beträgt etwa 25 %. In Tabelle 5 sind die bei verschiedenen Fülldrücken erzielten Ausbeuten zusammengestellt. Gemittelt wurde jeweils über 10 Schüsse.

Es fällt auf, daß die Mittelwerte der Ausbeute $\bar{Y}$ mit steigendem Druck fallen, während die Standardabweichungen ansteigen. Darin drückt sich die Verschlechterung der Reproduzierbarkeit aus. Andererseits nehmen die Rekordausbeuten $\hat{Y}$ bis 5 mbar zu, ein Indiz dafür, daß das Druckoptimum keineswegs bei 2,5 mbar liegt, sondern bei höherem Druck zu suchen ist, wo allerdings auf hohe Ausbeuten in der Regel schwächere Schüsse folgen. Als Ursache werden Verunreinigungen der Isolatoroberfläche vermutet, die durch effiziente Entladungen produziert werden. Dieser Effekt macht sich bei geringen Fülldichten nicht so stark bemerkbar, weil hier die Zündung und Schichtbildung nicht so isolatornah stattfindet wie bei höheren Drücken. Beispiels-

Experiment	W_o/kJ	I_k/MA	Z/mΩ	I_p/MA	I_p/W [A/J]
NESSI STGT	30	1,1	20	0,38	12,6
SANDIA II	34	2,6	7,7	0,65	19,1
SPEED 1	30	1,2	160	0,82	27,5
LIMEIL	340	5,2	7,6	1,5	4,4
FRASCATI	680	> 10	2,5	2,0	2,9
(SPEED 2) +)	150	5	> 50	2,5	16,7

Tabelle 4: Stromeffizienz verschiedener Fokusexperimente

+) [(SPEED 2) im Aufbau befindliches Experiment]

P_{D_2}/mbar	2,5	3,5	4,5	5	6
$\bar{Y}/10^9$	25	20	22	/	5
$S_{\bar{Y}}/10^9$	7	9	12	/	1
$\hat{Y}$	28,5	35	29	40	/

Tabelle 5: Neutronenausbeute von SPEED 1 bei verschiedenen Deuteriumfülldrücken

weise liefert die Mittelung über 20 Schuß in Folge bei 2,5 mbar immer noch einen Mittelwert von $2,1 \cdot 10^{10}$ Neutronen bei wenig geänderter Standardabweichung.

Der steile Abfall der Ausbeuten bei Drücken oberhalb 5 mbar muß eine andere Ursache haben. Hier liegen die Ausbeuten durchweg um etwa eine Größenordnung unter den Werten bei Drücken unterhalb 5 mbar und dies bei geringen Standardabweichungen. Vermutlich ändert sich oberhalb eines Grenzdruckes das Entladungsverhalten grundlegend. Dies macht sich auch in schwächerer Schichtdynamik bemerkbar (v_z, v_r).

Mit dem Mittelwert der Ausbeute bei 2,5 mbar wurde die Fokuseffizienz Y/W bei SPEED 1 um mehr als den Faktor 5 gegenüber konventionellen Fokusmaschinen verbessert. Dies ist nach der Stromeffizienzverbesserung um den Faktor 2 eher weniger als erwartet. Da die Rekordausbeute aber bei 5 mbar erzielt wurde, erscheint eine weitere Verbesserung durch Optimierung der Zünd- und Geometrieparameter möglich.

3. DIE ERSTEN UND DIE LETZTEN FÜNFZIG NANOSEKUNDEN KLASSISCHER UND SPEED 1 - FOKUSENTLADUNGEN

Bisher wurde gezeigt, daß es mit Hilfe eines schnellen kapazitiven Energiespeichers hoher Impedanz gelingt, den Stromtransfer zum Fokusplasma und damit die Fokuseffizienz Y/W im Vergleich zu konventionellen Fokusmaschinen erheblich zu verbessern.

Nun stellt sich die Frage, ob sich die Ähnlichkeit konventioneller Maschinen im Strom- und Energietransfer nicht auch in der Entladungscharakteristik wiederfindet und was sich im Vergleich dazu bei SPEED 1 - der in einem bisher nicht zugänglichen Parameterbereich (Z, U_o, $\dot{I}_o$, $\tau_{o/4}$) arbeitet - geändert hat.

Klassische Beschreibungen von Fokusentladungen unterscheiden drei Entladungsphasen (siehe Abb. 5):

- Zündung und inverser Pinch (etwa 1 µs)
- Laufphase (einige µs)
- Kompressionsphase (einige 100 ns).

Die Bedingungen der Zündung und Schichtausbildung sind bei konventionellen Maschinen schon wegen des engen Spannungsbereiches (20 bis 40 kV) ähnlich.

Außerdem ist die Entladung im wesentlichen lastdominiert (siehe Abb. 5). Auch die Plasmadynamik (Axial- und Kompressionsgeschwindigkeit) ist bekanntermaßen sehr ähnlich.

Selbst die Pinchphase weist in ihrer zeitlichen Entwicklung (dichte Phase, Expansion, Instabilitätsphase, Zerfall), den Pinchdaten (Abmessungen, Dichte und Temperatur) und im Neutronen-Emissionsverhalten (Dauer, Flußverteilung, Spektren) große Ähnlichkeiten auf.

Die schnellen (400 ns) Fokusentladungen bei SPEED 1 erlauben weder eine inverse Pinchzeit von 1 µs, noch die scharfe Trennung verschiedener Phasen. Die frühe Kompressionsphase ist wegen der hohen Batterieimpedanz nicht von der Laufphase zu unterscheiden und der Fokus ereignet sich gewissermaßen während des "inversen Pinches".

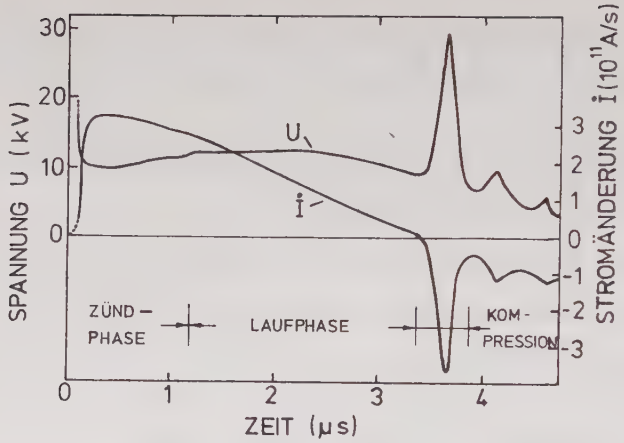
Da sich die Plasmadynamik (v_z, v_r) gegenüber langsamen Maschinen erstaunlich wenig geändert hat, sollen im folgenden die Früh- und Spätphasen der Entladungen untersucht und verglichen werden.

3.1 Analyse zeitzugeordneter elektrischer Signale

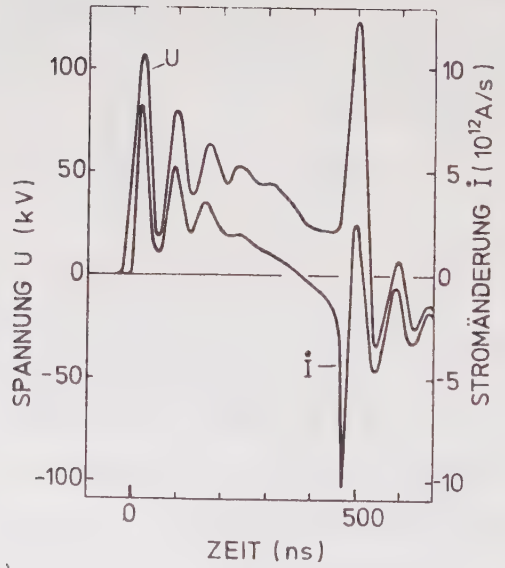
Konventioneller Plasmafokus:

Abb. 10a) zeigt den typischen Signalverlauf der Beschleunigerspannung U und der Stromänderung $\dot{I}$ einer klassischen Fokusentladung (Reproduktion eines Oszillogramms). Die drei Entladungsphasen inverser Pinch, Laufphase und Kompressionsphase sind deutlich unterscheidbar.

Bei Entladungsbeginn liegt die volle Batteriespannung (20 kV) an den Beschleunigerelektroden. Nach einer druckabhängigen Verzugszeit (≈ 150 ns) findet der Gasdurch-



a)



b)

Abb. 10: Zeitverläufe elektrischer Signale (U, İ) während einer Fokusentladung.
a) Konventioneller Fokus [22] b) SPEED 1

schlag statt, währenddessen die Spannung auf 10 bis 12 kV abfällt und $\dot{I}$ auf den Anfangswert von etwa $3 \cdot 10^{11}$ A/s ansteigt. Das Ende des inversen Pinches nach 1,2 µs ist im Signalverlauf zu erkennen. Zu diesem Zeitpunkt des Schichtkontaktes mit der Außenelektrode entscheidet sich, ob sich eine reguläre Fokusentladung oder eine Fehlentladung infolge Speichenbildung entwickelt. In der Laufphase bleibt die Spannung nahezu konstant,während $\dot{I}$ langsam gegen Null strebt. Wenn die Stromschicht das Ende der Innenelektrode erreicht, treten in beiden Signalen gleichzeitig die typischen Spikes auf, die als Kennzeichen einer effektiven Kompression gelten.

Die hochfrequenten Kollektorschwingungen und der Spannungsanstieg vor dem Gasdurchschlag sind wegen der begrenzten Zeitauflösung (50 bis 100 ns) nicht zu erkennen.

SPEED 1:

Abb. 10 b) zeigt die Reproduktion eines Plots der typischen Spannungs- und Stromänderungssignale einer SPEED 1 - Entladung. Simultane Erfassung und Registrierung der Signale mittels schneller Transientenrekorder (BIOMATION 6500) ermöglicht hohe Zeitauflösung und präzise zeitliche Zuordnung (2 ns).

Der Vergleich mit den Signalen der konventionellen Maschine vergleichbarer Energie (Abb. 10 a) zeigt, daß die Amplituden der Spannung, der Stromänderung sowie die Zeitskala um fast eine Größenordnung differieren.

Die Zündverzugszeit beträgt nur etwa 20 ns. Bei der Zündung, wenn die Spannung etwa den Wert von 50 kV erreicht hat, springt das $\dot{I}$ - Signal auf den Wert von etwa $6 \cdot 10^{12}$ A/s. Danach werden die Maxima des Anstiegs von 110 kV bzw. $8 \cdot 10^{12}$ A/s erreicht.

Die Kollektorschwingungen bei Entladungsbeginn ($\tau \approx 80$ ns) erhöhen zusätzlich die Zündspannung und werden deshalb nicht durch äußere Maßnahmen (niederinduktive Kollektorwiderstände) gedämpft.

Der schmale (10 ns) aber tiefe ($- 10^{13}$ A/s) Spike der Stromänderung und der später auftretende Spannungsspike (120 kV) zeigen die effektive Fokussierung an. Zu beachten ist, daß die Stromschicht bereits vor dem Nulldurchgang der Stromänderung das Ende der Innenelektrode erreicht hat.

Ein Vergleich der Zeitskalen von Abb.10 a) und Abb. 10 b) zeigt, daß die Dauer der Spikes der klassischen Entladung ebenso lang ist wie bei SPEED 1 die gesamte Entladung.

Durch die große Leistungs- und Energieeinkopplung bei Entladungsbeginn, welche die klassischen Entladungen um Größenordnungen übersteigt, sind tiefgreifende Veränderungen bei der Schichtausbildung der SPEED 1 - Entladung zu erwarten.

Die schmalen Spikes der Beschleunigerspannung und der Stromänderung am Ende der Kompression zeigen weitere Abweichungen an vom wohlbekannten Kompressionsverhalten

konventioneller Fokusmaschinen.

Diese beiden "Phasen" werden im Detail in den folgenden Abschnitten untersucht.

3.2 Zündung und Schichtausbildung

Zündung und Schichtbildung klassischer Fokusentladungen werden beschrieben als ein Prozeß, bei dem mehrere Vorschichten ausgebildet werden, die nacheinander beschleunigt werden und am Ende des inversen Pinches zu einer Stromschicht verschmelzen, die dann in axialer Richtung beschleunigt wird [22, 24, 25, 26].

Bildwandleraufnahmen der SPEED 1 - Entladung zeigen, daß die Plasmaschicht immer in der Nähe der Isolatoroberfläche gebildet und gleichzeitig in radialer und axialer Richtung vom Isolator wegbeschleunigt wird innerhalb der ersten 100 ns. Da die Axialgeschwindigkeit v_z um eine Größenordnung höher ist als die radiale Expansionsgeschwindigkeit, findet das Fokusereignis statt, bevor die Schicht die Stäbe der Außenelektrode erreicht.
Im klassischen Bild bedeutet dies, daß der Fokus bei SPEED 1 während des "inversen Pinches" gebildet wird.

Mehrfachschichtbildung wurde nicht beobachtet. Betrachtet man die ersten 50 ns nach der Zündung (erster Puls des $\dot{I}$ - Signals) als die eigentliche Schichtbildungszeit, so ist die Leistungs- und Energieeinkopplung mit 20 GW bzw. 1 kJ bei SPEED 1 um mehr als 2 Größenordnungen höher als bei konventionellen Maschinen.

3.2.1 Die Parameter der Zündung und der Schichtausbildung

Aus Untersuchungen an Plasmabeschleunigern [15] ist bekannt, daß hohe Werte des Stromanstiegs $\dot{I}_o$ und des Fülldrucks dünne Stromschichten erzeugen.

Die Stromdichte j_o der sich bildenden zylindrischen Schicht im Isolatorbereich hängt außer von der Dicke auch vom Umfang $2\pi\, r_s$ ab. Deshalb erscheint es sinnvoll, das Verhältnis von Stromanstieg und Schichtradius $\dot{I}_o/r_s$ als den maßgeblichen Parameter zu definieren. Da sich die Schicht bei SPEED 1 stets in der Nähe der Isolatoroberfläche ausbildet, kann der Schichtradius r_s durch den Radius des Isolators r_i ersetzt werden. Der Stromanstieg $\dot{I}_o$, definiert als das Verhältnis von Batteriespannung zu Anfangsinduktivität des äußeren Kreises U_o/L_o, sollte ebenfalls durch die bei der Zündung wirkende Größe $\dot{I}_i$ ersetzt werden. Da die Zündung im gesamten Beschleuniger einsetzt, erscheint es wenig sinnvoll, $\dot{I}_i$ als das Verhältnis von Beschleunigerspannung zu Kollektorinduktivität U/L_c zu definieren. (Beispielsweise ergäbe sich nach Abb. 10 b) bei einer Beschleunigerspannung von etwa 100 kV bei der Zündung ein Wert für $\dot{I}_i$ von $2 \cdot 10^{13}$ A/s, da die Kollektorinduktivität $L_c \approx$ 5 nH ist). Da außerdem der Stromanstieg $\dot{I}_i$ vom Wert der Beschleunigerspannung zum Zündzeitpunkt, der Zündspannung U_i, abhängt ($\dot{I}_i \sim U_i$), werden beide Größen mit Hilfe der gemessenen Signale nach Abb. 11 definiert.

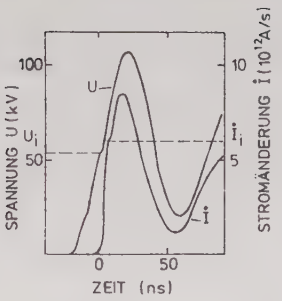


Abb. 11: Zeitverläufe der elektrischen Signale in der Zündphase (Ausschnitt aus Abb. 10 b)

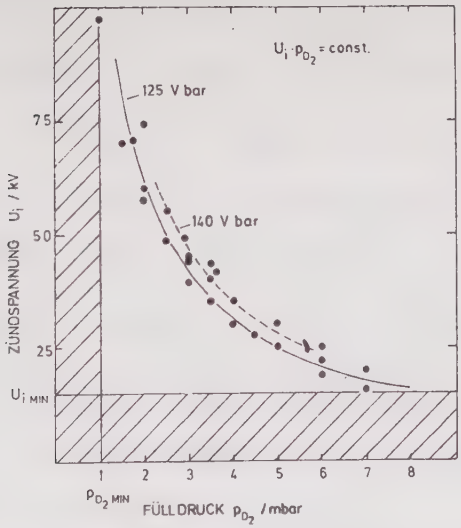


Abb. 12: Zündspannung U_i als Funktion des Deuteriumfülldrucks p_{D_2}
(Beschleunigergeometrie siehe Abb. 8)

Aus den Untersuchungen an SPEED 1 (siehe später) zu den bislang ungeklärten Phänomenen aller Fokusentladungen bei negativ gepolter Innenelektrode (normalerweise ist die Innenelektrode positiv gepolt) ist bekannt, daß das elektrische Radialfeld E_r vor und während der Zündung einen starken Einfluß auf die Entladung hat. Die Feldstärke hängt ab von der Zündgeometrie und dem Wert der Zündspannung $E_r = (U_i/r)/ln(r_a/r_i)$.

Die Höhe der Zündspannung U_i kann außerdem durch den Deuteriumfülldruck p_{D_2} beeinflußt werden. Diese Abhängigkeit ist in Abb. 12 dargestellt. Unterhalb 1 mbar kommt es infolge Speichenbildung immer zu Fehlentladungen, während bei Unterschreitung des Zündspannungsminimums $U_{i\,min}$ (15 kV) die effektive Kompression ausbleibt (geringe oder keine Neutronenausbeute), obwohl eine wohldefinierte Schicht ohne Speichenbildung beobachtet wird. Dies kann nicht durch schwächere Dynamik bei hohen Fülldrücken erklärt werden, sondern hat folgende Ursache: wie in Abb. 12 eingezeichnet, fällt die Zündspannung mit zunehmendem Druck $U_i \sim p_{D_2}^{-1}$. Dies führt zu reduzierten Werten des Stromanstiegs bei der Zündung $\dot{I}_i \sim U_i$ und geringerer Leistungseinkopplung. Damit verschlechtert sich die Schichtstruktur (größere Dicke/reduzierte Leitfähigkeit) [15, 27]. Dieser Schluß wurde experimentell bestätigt, indem bei unveränderter Geometrie des Beschleunigerendes (Abb. 8) der Radius des Isolators auf 40 mm verkleinert wurde. Durch diese Maßnahme konnte der Druckbereich mit effektiver Kompression um etwa denselben Faktor (1,5)

vergrößert werden wie der Parameterwert $\dot{I}_i/r_i$.

Der Kurvenverlauf in Abb. 12 erinnert an die Paschen-Kurve ($U_i = f(pl)$) auf der linken Seite des Paschenminimums (Wert des Parameters Druck mal Elektrodenabstand pl, bei dem die Zündspannung U_i minimal wird). Da die statischen Werte der Zündspannung für die hier diskutierte Zündgeometrie um mehr als zwei Größenordnungen niedriger sind [22], repräsentiert Abb. 12 das dynamische Verhalten des Gasdurchschlags. Dieser Gasdurchschlag hängt ab von der Enladungsgeometrie (Gestaltung der Elektroden und Werkstoff, Elektrodenabstand (hier Isolatorlänge l)), vom Füllgas (Gasart und Druck p) und vom Spannungsanstieg $\dot{U}$ an den Elektroden. Die Kurve in Abb. 12 (125 Vbar) kann deshalb zu höheren Werten der Konstanten verschoben werden, indem schnelle Spannungsanstiege an den Beschleunigerelektroden (z. B. durch schnelle Vorpulse etc.) realisiert werden. Daß dies von großem Nutzen sein kann, wird durch die gestrichelte Kurve (140 Vbar) demonstriert, die Schüsse mit signifikant höheren Neutronenausbeuten repräsentiert.

Erste Versuche, effektive Entladungen auf der rechten Seite des Paschenminimums zustande zu bringen, um besonders hohe Werte der Parameter U_i, $\dot{I}_i/r_i$ und p_{D_2} zu erreichen, scheiterten bislang, weil das Zündspannungsminimum $U_{i\,min}$ nicht überschritten wurde. Möglicherweise gelingt dies durch Variation der Zündgeometrie (z. B. Isolatorlänge oder Elektrodenform).

Es ist bemerkenswert, daß wahrscheinlich alle konventionellen Maschinen unterhalb des bei SPEED 1 gefundenen Zündspannungsminimums (15 kV) arbeiten. Die Spannungsanstiege sind in der Regel geringer als bei SPEED 1 (3 kV/ns), so daß die Zündung bei kleineren Werten als der Batteriespannung einsetzen dürfte, die bei vielen Anlagen ohnehin auf 20 kV begrenzt ist [1, 4, 5, 10, 22].

Wie läßt sich verstehen, daß es bei konventionellen Maschinen zu effektiver Kompression kommt, wo doch die Schichtausbildung in einem Zündspannungsbereich stattfindet, bei dem SPEED 1 keine Neutronen produziert? Offenbar benötigen diese Maschinen Zeit, um eine Schicht zu generieren, die effektiv komprimierbar ist. Dies zeigt sich an den großen Zündverzugszeiten (einige 100 ns), die bei Fülldrücken von 1 mbar beobachtet wurden [22]. Die Startelektronendichte bei Entladungsbeginn ist zu gering, um einen schnellen Gasdurchschlag zu ermöglichen [28, 29]. (Bei SPEED 1 steigt die Spannung U auf Werte, bei denen die Elektronen durch Ionisation und Feldemission multipliziert werden). Wenn die Zündung erfolgt, ist der Wert des Parameters $\dot{I}_i/r_i$ sehr gering (wegen großer Isolatorradien in großen Beschleunigern und kleinen Werten des Stromanstiegs in kleinen Maschinen). Dies führt zu dicken Schichten, die nicht ausreichend beschleunigt werden. Mehrere verbesserte Schichten bilden sich, die sich schließlich zu einer dicken ($\geq$ 10 mm) Stromschicht vereinigen mit ziemlich geringer, in positiver z-Richtung abnehmender Stromdichte [7, 24, 26].

Diese Tendenz verstärkt sich noch bei niederinduktiven Anlagen, die bei geringen Spannungen arbeiten. In der Regel besitzen diese Aufbauten größere Werte der Kollektorkapazität, was den Spannungsanstieg am Beschleuniger ($\dot{U}$) weiter verschlechtert. Außerdem führen die relativ hohen Stromanstiege dieser Maschinen ($\dot{I}_o > 10^{12}$ A/s) zur raschen Beschleunigung von Schichten von unter Umständen geringerer "Qualität", so daß keine effektive Kompression möglich ist.

Dies könnte eine Erklärung für den oberen Grenzwert des Stromanstiegs $\dot{I}_o = 2{,}4 \cdot 10^{12}$ A/s sein, der für eine besonders niederinduktive Anlage ($L_o = 10$ nH) angegeben wird [17].

Da bei SPEED 1 dieser Wert um mehr als das Doppelte überschritten wird bei wesentlich geringeren Abmessungen der Zündgeometrie, wird behauptet: es gibt keinen oberen Grenzwert für den Stromanstieg $\dot{I}_o$ (wichtig für rasche Schichtbeschleunigung und damit kurze Verweildauer im Isolatorbereich sowie für die Stromeffizienz) vorausgesetzt, eine dünne, hochleitfähige und homogene Stromschicht wird aufgebaut. Als notwendige Bedingung dafür werden hohe Werte der Zündparameter U_i, $\dot{I}_i/r_i$ und p_{D_2} gefordert, um hohe Stromdichte und hohe Leitfähigkeit der Stromschicht zu erreichen.

Die Wichtigkeit einer "guten" Schicht für eine effektive Kompression wird noch unterstrichen durch die Korrelation ($r^2 = 0{,}9$) zwischen den Werten des $\dot{I}$ - Signals bei der Zündung und zum Pinchzeitpunkt $\dot{I}_i - \dot{I}_s$.

Die Bedingungen bei der Zündung und Schichtausbildung - die ersten 50 ns - bestimmen die Schichtstruktur und den weiteren Ablauf einer Fokusentladung.

3.3 Kompression

Lauf- und frühe Kompressionsphase sind bei SPEED 1 - und möglicherweise allen Fokusentladungen - von geringer Bedeutung, verglichen mit dem starken Einfluß der Zünd- und Kompressionsphase.

Im letzten Abschnitt wurde gezeigt, daß sich die Parameter der Zündung und Schichtausbildung sowie die Zeitskala bei SPEED 1 erheblich von denen konventioneller Maschinen unterscheiden. Vergleicht man die Signalverläufe der Kompressionsphasen (siehe Abb. 10 a),b)), so erkennt man auch hier Unterschiede in den Amplituden und Zeitskalen.

Die Spikes der Spannung U und der Stromänderung $\dot{I}$ in Abb. 10 a) erscheinen wie "Spiegelbilder", während sich die in Abb. 10 b) im Einsatzzeitpunkt, Form und Breite unterscheiden. Der schmale (10 ns) und tiefe Spike des $\dot{I}$ - Signals ($> 10^{13}$ A/s) erscheint, während die Spannung fast konstant (20 kV) bleibt. Der Spannungsspike hat offenbar nichts zu tun mit der Stromdämpfung aufgrund der starken Induktivitätsänderung $\dot{L}$ während der Kompression. Dies steht im Widerspruch zu Behauptungen der Fokusliteratur [1, 4, 17].

Anhand Abb. 13 (vergrößerter Ausschnitt der Abb. 10 b) soll die Kompressionsphase der SPEED 1 - Entladung analysiert werden.

Bildwandleraufnahmen zeigen (siehe Abb. 9), daß die

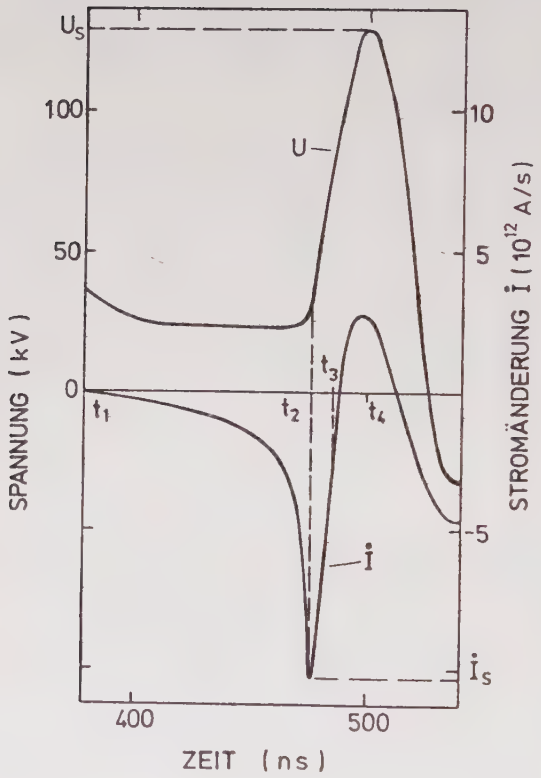


Abb. 13: Zeitverläufe der elektrischen Signale in der Kompressionsphase (Ausschnitt aus Abb. 10 b))

Schicht das Ende der Innenelektrode bereits vor dem Zeitpunkt t_1 erreicht hat. Die beginnende Kompression beeinflußt erkennbar weder den Strom I noch die Spannung U bei SPEED 1, während bei konventionellen Maschinen (siehe Abb. 5 und 10 a) eine starke Stromdämpfung einsetzt.

Da $\dot{L}$ zwischen t_1 und t_2 größer wird, erreicht und übersteigt die Last auch die Impedanz Z der SPEED 1 - Batterie (siehe auch Abb. 5), so daß die Stromdämpfung einsetzt, während die Spannung nur wenig absinkt. Die Stromdämpfung dauert nur einige 10 ns und erreicht ihren steilsten Abfall zum Zeitpunkt t_2, kurz vor der maximalen Kompression (Dichtemaximum). Der kurze Spike der Stromänderung $\dot{I}_s$ führt nur zu einem geringen, aber steilen Stromeinbruch. Der Spannungsspike setzt in der Nähe von t_2 ein und erreicht sein Maximum U_s zur Zeit t_4, etwa 25 ns nach $\dot{I}_s$.

Die stromstabilisierende Wirkung der hohen Batterieimpedanz bei SPEED 1 ist also die Ursache für die Kürze des Spikes der Stromänderung.

Wie aber erklärt man die Spikeamplitude $\dot{I}_s$ und woher kommt der Spannungsspike?

Die rechte Seite der Schaltung in Abb. 4 wird beschrieben durch

$$U(t) = \frac{d}{dt}(LI) + RI \quad . \qquad (6)$$

Zur Analyse des Signalverlaufs von Abb. 13 wird Gl(6) in der Form geschrieben:

$$(U - L\dot{I})/I = \dot{L} + R \qquad (7)$$

Damit können die Werte der Fokuslast für die Zeitpunkte t_1 bis t_4 ermittelt werden, falls Strom I und Induktivität L bekannt sind. Da sich diese Größen nicht wesentlich ändern während dieses schnellen Vorgangs am Ende der Kompressionsphase, können typische Mittelwerte ($\bar{I}$ = 500 kA; $\bar{L}$ = 30 nH) für die Abschätzungen verwendet werden. Diese Werte sind in Tabelle 5 zusammengestellt.

Zeitpunkt	$(U - \bar{L}\,\dot{I})/\bar{I}$ [mΩ]	$\dot{L}$/mΩ	R/mΩ
t_1	40	30	10
t_2	640	640	$\leq$ 10
t_3	240	$\leq$ 30	$\geq$ 200
t_4	80	< 0	> 300

Tabelle 5: Werte der Fokuslast während der Kompression zu verschiedenen Zeitpunkten (gemäß Gl 7 und Abb. 13).

Die Beiträge von $\dot{L}$ und R zur Entwicklung der Fokuslast (Spalte 3 und 4) ergeben sich aus der folgenden Diskussion:

t_1: Aus der Plasmagestalt (Bildwandleraufnahmen) und Geschwindigkeitsmessungen ergeben sich typische $\dot{L}$ - Werte von 30 mΩ bei Kompressionsbeginn. Da $\dot{I}$ (t_1) = 0 ist, ergibt sich für den Schichtwiderstand R(t) $\leq$ 10 mΩ zu diesem Zeitpunkt. Für eine Stromschicht von 1 mm Dicke und

10 cm Länge bei einer Spitzer-Leitfähigkeit von $10^5 (\Omega m)^{-1}$ für eine Plasmatemperatur von 30 eV wird für R = 6 mΩ ermittelt. Messungen an anderen Maschinen vergleichbarer Energie und Beschleunigergeometrie ergaben eher kleinere Werte für R [1, 14].

t_2: Da Stromdichte und Plasmatemperatur ansteigen, nimmt die Leitfähigkeit der Stromschicht zwischen t_1 und t_2 zu. Wegen $R \sim r^{-1} \cdot T_e^{-3/2}$ (r, T_e Radius und Elektronentemperatur der Stromschicht) nimmt der Widerstand weiter ab. Die Lastzunahme zwischen t_1 und t_2 geht also nur auf die ansteigende Induktivitätsänderung durch die Kontraktion der Stromschicht zurück. Diese Änderung erreicht ihr Maximum zum Zeitpunkt t_2.

t_3: Zwischen t_2 und t_3 wird die Bewegung des Teiles der Stromschicht, welcher den Pinch bildet, durch den zunehmenden Plasmadruck nkT abgebremst. Die Maximaldichte des gepinchten Plasmas wird etwa zum Zeitpunkt t_3 erreicht (minimaler Pinchradius). Der Plasmadruck im Pinch ist größer als der Magnetfelddruck,

$$nkT > B^2/2\,\mu_o \,. \qquad (8)$$

Die Induktivitätsänderung $\dot{L}$ strebt gegen Null, folglich muß der Plasmawiderstand innerhalb etwa 15 ns auf einen Wert von über 200 mΩ angestiegen sein zwischen t_2 und t_3. (Das $\dot{I}$ - Signal von Schüssen mit gleichen Entladungsbedingungen (Fülldruck, Dynamik), aber ohne effektive Fokussierung, d. h. ohne Spike erreicht etwa den durch die

gestrichelte Linie markierten Wert. Man kann zeigen, daß dieser Wert mit Spike zwischen Null und dem Wert ohne Spike liegen muß.)

Die Spannung muß aufgrund der Widerstandszunahme angestiegen sein, denn während der $\dot{L}$ - Zunahme bis t_2 blieb sie nahezu konstant niedrig (20 kV).

t_3-t_4: Das Ungleichgewicht von Plasmadruck und Magnetfelddruck (Gl 8) führt zur raschen Expansion des Pinches und damit zur Vorzeichenänderung von $\dot{L}$. Da die Spannung weiter ansteigt, muß auch der Widerstand R zunehmen und Werte über 300 mΩ erreichen zum Zeitpunkt t_4. Der Spannungsspike führt zu Stromnebenschlüssen innerhalb des Beschleunigers und mit Verzugszeiten größer als 50 ns zu erneuter Zündung im Isolatorbereich. Dadurch werden die gleichen Kollektorschwingungen angeregt wie bei Entladungsbeginn. Deshalb repräsentieren die Signale spätestens ab diesem Zeitpunkt nicht mehr nur die Bewegung bzw. die Laständerungen der ursprünglichen Stromschicht.

Die Kompressionsgeschwindigkeit v_r der Stromschicht ist zeitlich konstant bei Werten um $2{,}5 \cdot 10^5$ m/s bei guten Schüssen [10, 14].

Aus der Beziehung

$$\dot{L}(t) = \frac{\mu_o}{2\pi} \cdot v_r \cdot \frac{1}{r} \qquad (9)$$

errechnet sich ein Wert für das dimensionslose Verhältnis von Pinchlänge zu Pinchradius l/r von etwa 12 zum Zeitpunkt t_2, während konventionelle Maschinen selbst zum Zeitpunkt größter Dichte nur etwa den Wert 4 erreichen [10]. Aus Bildwandleraufnahmen läßt sich erkennen, daß die Pinchlänge guter Schüsse kleiner als 5 mm ist. Die Pinchlängen konventioneller Anlagen vergleichbarer Energie liegen bei 1,5 bis 2 cm.

Deshalb muß der Radius der kollabierenden Stromschicht zur Zeit t_2 bei SPEED 1 etwa 0,5 mm sein. Das bedeutet, daß die Stromschicht bis auf einen minimalen Pinchradius von 0,1 bis 0,2 mm komprimiert wird.

Aus dem Signalverlauf und den Werten (20 kV) der Spannung zwischen t_1 und t_2 (wo die Induktivitätsänderung sehr groß ist) ersieht man, daß der magnetische Fluß $\phi = LI$ im wesentlichen während dieses Kompressionsvorgangs konstant bleibt. Das heißt, daß der "induktive Speicher" nicht auf die Stromdämpfung reagiert, solange die Induktivitätszunahme die Flußkonstanz gewährleistet. Die kollabierende Stromschicht stellt eine große Last dar, weshalb die Batterie nun als Konstantspannungsgenerator arbeitet. Die Schichtbewegung "induziert" keine Spannung, vorausgesetzt, daß keine Magnetfelddiffusion in das Plasma einsetzt. Deshalb ist die Konversion von Magnetfeldenergie (potentielle Energie) in Energie der Plasmateilchen (kinetische Energie) ein "interner" Prozeß, der zwar im Stromsignal, nicht aber im Spannungssignal sichtbar wird.

Dieses Bild ändert sich vollständig, wenn während des Kompressionsvorgangs resistive Effekte eine Rolle spielen, die zur Felddiffusion in das Plasma führen. Jetzt reagiert das System gegen die Stromdämpfung, weil die Stromabnahme nicht durch entsprechende Induktivitätszunahme kompensiert wird. Es induziert hohe elektrische Felder in der Stromschicht (Relativbewegung von Magnetfeld und leitfähiger Schicht ($\vec{E} = \vec{v} \times \vec{B}$)), um den Stromfluß aufrecht zu erhalten. Dies geschieht offenbar in der Nähe des minimalen Pinchradius.

Die Gleichzeitigkeit des Auftretens der Spikes in Abb. 10 a) zeigt an, daß diese resistiven Effekte bei klassischen Fokusentladungen bereits bei Beginn der Kompressionsphase einsetzen.

Der Schichtwiderstand ist offenbar eine Funktion des Magnetfeldes B, das vom Radius der Stromschicht abhängt $B \sim r^{-1}$. Da auch $\dot{L}$ eine Funktion des Schichtradius ist ($\dot{L} \sim 1/r$; Gl(9)), ist die Amplitude $\dot{I}_s$ der Stromänderung zum Spannungsspike U_s korreliert. Der minimale Pinchradius kann beeinflußt werden: entweder durch den Fülldruck (siehe Gl(8)) oder durch Reduzierung der Leistungseinkopplung bei der Kompression über reduzierte Werte der Induktivitätsänderung $\dot{L}$.

Höherer Fülldruck führt aber gemäß Abb. 12 zur Reduzierung der Zündspannung U_i und damit Verschlechterung der Schichtstruktur. Zwar kann damit der Spannungsspike reduziert werden, er setzt aber auch früher als zum Zeitpunkt t_2 ein.

Abb. 14 zeigt, daß der Spannungsspike ohne Druckerhöhung vollständig eliminiert werden kann durch konische Gestaltung der Innenelektrode. Da $\dot{L}$ sowohl von der Länge l als auch vom Pinchradius r abhängt, wird die Wirkung des größeren Pinchradius auf $\dot{L}$ teilweise kompensiert durch eine größere Pinchlänge l. So kann die Widerstandszunahme bei der Maximalkompression und damit der Spannungsspike vermieden werden, trotz auftretendem Spike der Stromänderung.

Die Abnahme der Leitfähigkeit der Stromschicht bei sehr kleinen Pinchradien beruht möglicherweise auf der Reduktion der Beweglichkeit der Elektronen durch hohe Gyrationsfrequenz ($\omega \sim B \sim r^{-1}$) [30] und/oder Turbulenzeffekten.

Abb. 15 zeigt den Verlauf des Entladungsstromes I und das Produkt $I \cdot U$, nämlich die in den Beschleuniger eingekoppelte Leistung. Der Spike der Leistung P_R (durchgezogene Kurve) ist eine Folge des Spannungsspikes und damit des Schichtwiderstandes $P_R = RI^2$ (> 50 GW).

Die Leistungseinkopplung beim Kollaps der Stromschicht ist jedoch nur am Stromeinbruch zum Zeitpunkt t_2 zu erkennen. Die enorme Leistungseinkopplung (> 150 GW!) hat ihre Ursache in der schnellen Konversion von Magnetfeldenergie in kinetische Energie der massebeladenen Stromschicht. Dieser Anteil $P_{\dot{L}} = \dot{L}I^2$ - aus den Signalen per Rechenprogramm ermittelt, da er von der Spannung U nicht "gesehen" wird - ist in Abb. 15 gestrichelt eingezeichnet.

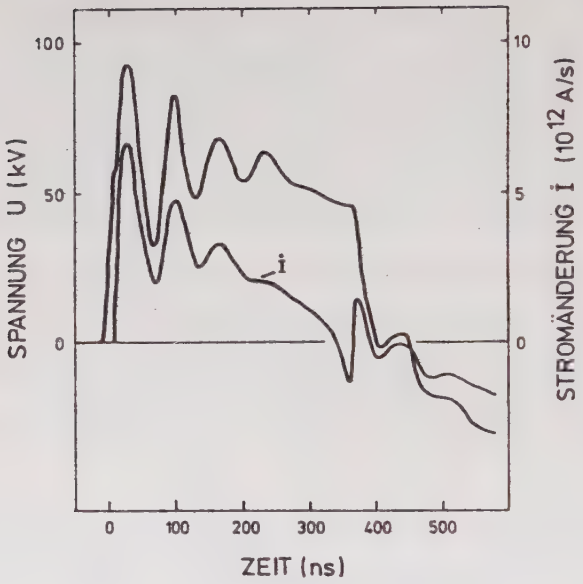


Abb. 14: Zeitverläufe der elektrischen Signale einer SPEED 1 - Entladung mit reduzierter Kompressionsdynamik (p_{D_2} = 2,5 mbar)

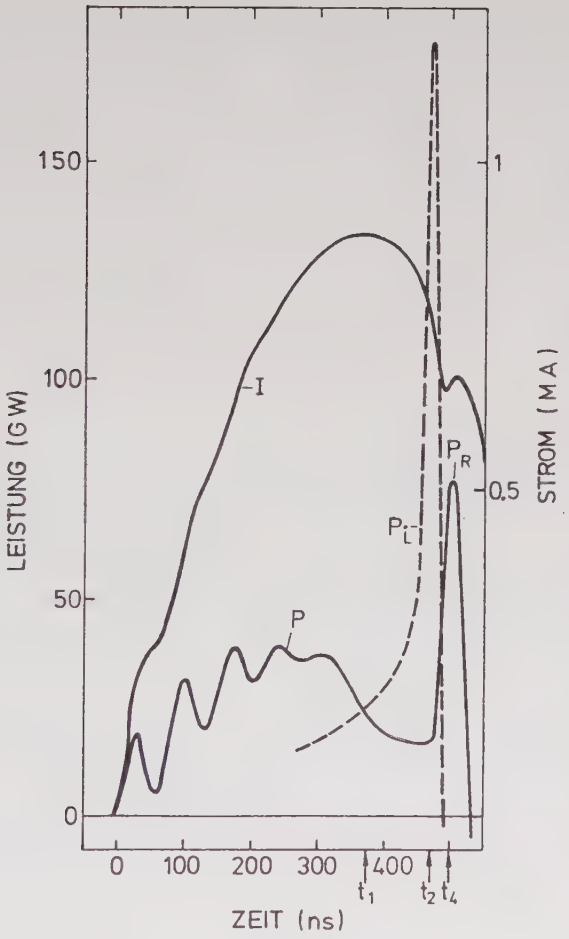


Abb. 15: Leistungs- und Stromeinkopplung in eine Fokusentladung bei SPEED 1

Der Signalanalyse in diesem Kapitel liegt das vereinfachte Ersatzschaltbild nach Abb. 4 zugrunde. Wegen des induktiven Spannungsabfalls im Beschleuniger sind die gemessenen Amplituden des Spannungsspikes U_s etwa 30 % kleiner als die, welche man direkt an der Stromschicht zum Pinchzeitpunkt messen würde. Die Tatsache, daß von der Schichtbewegung keine Spannungen induziert werden (Flußkonstanz), gewährleistet, daß sich die Schichtdynamik auf das $\dot{I}$-Signal abbildet, solange keine anomale Widerstandserhöhung einsetzt. Da der Verluststrom über den Isolator gering (etwa 20 % des Gesamtstromes), d. h. $R_{is} > R$ ist, ist die Vernachlässigung des Isolatorwiderstandes á posteriori gerechtfertigt.

Zur Stromstabilisierung während der Kompressionsphase trägt neben der Außeninduktivität L_o des Kreises auch die hinter der Stromschicht "freigesetzte" Induktivität L des Beschleunigers bei. Definiert man mit diesem Anteil der Beschleunigerinduktivität eine effektive Batterieimpedanz Z_{eff} für die Kompressionsphase, so ergibt sich bei SPEED 1 $Z_{eff}/Z = 1{,}12$, bei der Vergleichsmaschine etwa 1,2. Bei größeren Anlagen können Werte bis 1,5 erreicht werden.

3.4 Pinchdaten

Die normalerweise beobachtete zeitliche Entwicklung des Pinches: dichte Phase, Expansion, ruhige Phase und Einsatz von m = o Instabilitäten - von anderen Autoren [10, 31] als notwendige Voraussetzung für Neutronenproduktion erklärt - wird bei SPEED 1 nicht beobachtet, vielmehr werden die kleinen Pinchdimensionen, die in konventionellen Maschinen erst bei den m = 0 Instabilitäten beobachtet werden, sofort bei Kompressionende erreicht.

Dies ist nicht zu erklären mit erhöhter Stromeffizienz, stromstabilisierender Batterieimpedanz oder kurzer Zeitskala der Entladung, sondern nur durch verbesserte Schichtstruktur (reduzierte Dicke, erhöhte Leitfähigkeit) verglichen mit klassischen Entladungen. (In [14] wird ebenfalls von einer Abweichung bei Niederdruckentladungen berichtet).

Damit scheint das "Schicksal" des Pinches durch die Bedingungen bei der Zündung besiegelt. Die Pinchdaten können jedoch auch, wie oben gezeigt wurde, über Druck und Beschleunigergeometrie beeinflußt werden.

Da die Kompressionsweise mit hoher Leistungseinkopplung (niederer Fülldruck (< 4 mbar), große Induktivitätsänderung ($\dot{L}$ > 600 mΩ)) zu sehr kleinen Pinchdimensionen führt, ist das den Pinch einschließende Magnetfeld sehr hoch (B > 5 · 10^2 Tesla). Mit Gl(8) läßt sich ein Plasmadruck (nkT) von 10^{30} eV/m^3 (1,6 · 10^{11} N/m^2) abschätzen gegenüber typischen Werten klassischer Fokuspinche von 10^{27} eV/m^3 (1,6 · 10^8 N/m^2). Obwohl das Maximum der Neutronenausbeute

bislang mit dieser Art der Kompression erzielt wurde, erscheint es dennoch fraglich, ob es sinnvoll ist, die hohe Energiedichte des Pinches über die kinetische Energie der massebelegten Stromschicht zu erzielen. Die Pinchdynamik und die unvermeidliche Widerstandserhöhung bei kleinen Pinchradien (und damit Spannungsspike) führen nämlich zur bekannten Kurzlebigkeit des Fokusplasmas.

Es gibt experimentelle Hinweise ($\dot{I}$-, Neutronensignal)aus dem Betrieb mit reduzierter $\dot{L}$ - Zunahme und mit höherem Fülldruck, daß das "Confinement" verbessert werden kann (> 100 ns), siehe Abb. 14), wenn man größere Pinchradien einstellt. Deshalb könnte es nützlich sein, die Grenzen des Betriebsdruckbereichs nach oben hin zu untersuchen. Der erste Ansatz dieser Untersuchungen ist die Verbesserung der Zündbedingungen (U_i, $\dot{I}_i/r_i$) und unter Umständen völlig neue Beschleunigergeometrien.

3.5 Das Polaritätsrätsel

Der Plasmafokus wird normalerweise mit positiv gepolter Innenelektrode betrieben (siehe Abb. 1). Bei negativ gepolter IE ändert sich das Entladungsverhalten grundlegend [1, 10, 22]:

- Abfall der Neutronenausbeute um mehrere Größenordnungen bzw. fehlende Neutronenproduktion
- die Spikes der Spannungs- und Stromänderungssignale während der Kompressionsphase fehlen
- Ausbleiben der harten Röntgenstrahlung zum Pinchzeitpunkt
- verschlechterte Schichtdynamik (v_z, v_r)
- Fehlen der bei klassischen Entladungen und positiver Polung auftretenden m = o Instabilitäten.

Bislang stand die Auflösung dieses Rätsels aus.

3.5.1 Einfluß des elektrischen Feldes

Beim Betrieb von SPEED 1 mit negativer Polung fiel auf, daß die Neutronenausbeute nur um etwa 2 Größenordnungen geringer war als mit positiver Polung. Außerdem wurde beobachtet, daß die Schichtdynamik ähnlich war wie bei normaler Polarität und daß das Ausbeutemaximum bei höherem Druck lag als das bei positiver Polung der IE.

Daraus wurde der Schluß gezogen, daß die Ursache für das abweichende Entladungsverhalten im Zündbereich zu suchen ist und daß nur das elektrische Feld für die Polaritätseffekte verantwortlich ist, weil die Beschleunigungsrichtung von Ladungsträgern polaritätsabhängig ist.

Bereits ohne elektrisches Feld driften freie Ladungsträger im Gasraum des Beschleunigers infolge der Bildkraft zu den Oberflächen der Elektroden. Insbesondere freie Elektronen in der Nähe des Isolators haben die Tendenz, ein negatives Potential auf der Oberfläche des Isolators zu erzeugen wegen des hohen Oberflächenwiderstandes und der Dielektrizitätskonstanten (üblicherweise $\varepsilon_r > 1$).
Nach Anlegen einer Spannung an die Elektroden werden während einer druck- und spannungsabhängigen Verzugszeit weitere Ladungsträger durch Ionisation der Gasatome und Feldemission aus den Metalloberflächen erzeugt und entlang der Feldlinien des vorwiegend radial gerichteten elektrischen Feldes beschleunigt. Die Polarität dieses Feldes bestimmt, ob positive oder negative Ladungsträger zur Innenelektrode und zur Isolatoroberfläche hin beschleunigt werden. Da Elektronen für schnelle Gasdurchschläge wichtig sind [29], sollte die Innenelektrode positiv gepolt sein, um diese Spezies dort zu konzentrieren, wo eine niederinduktive Schichtausbildung möglich ist, nämlich entlang der Isolatoroberfläche [6].
Polaritätsumkehr sollte demnach die Schichtausbildung erschweren, weil die Elektronen von der IE wegbeschleunigt werden. Dies müßte sich sowohl in größerer Zündverzugs-

zeit als auch in geänderter Schichtstruktur bemerkbar machen. Tatsächlich wurde bei negativer Polung der IE eine um mehr als das Doppelte größere Verzugszeit gegenüber positiver Polung gemessen.

Bildwandleraufnahmen bei negativer Polung zeigen eine diffuse Leuchtschicht, die denen bei positiver Polung, aber niederen Fülldrücken ähnlich ist.

Der starke Einfluß dieses elektrischen Feldes auf die Schichtstruktur wird demonstriert durch einen Vergleich der Neutronenausbeuten Y in Abhängigkeit des Fülldrucks p_{D_2} für beide Polaritäten, jeweils mit und ohne Abschirmung des Feldes im Isolatorbereich gemäß Abb. 16. Die Resultate dieser vier verschiedenen Betriebsfälle sind in Abb. 17 dargestellt.

Die Kurve 1 wurde ermittelt mit der Anordnung gemäß Abb. 16 a) ($E_r^+ > 0$). Kurve 4 wurde ebenfalls mit der Anordnung nach Abb. 16 a) ermittelt, aber mit geänderter Polarität. Die Maxima der Ausbeuten unterscheiden sich um zwei Größenordnungen.

Die Kurven 2 und 3 wurden mit der Anordnung Abb. 16 b) (abgeschirmtes Feld, $E_r \approx 0$) ermittelt. Ohne elektrisches Radialfeld unterscheiden sich die Ausbeuten nur noch um einen Faktor 6 oder 7.

Diese Ähnlichkeit im Entladungsverhalten ist gleichfalls im Signalverlauf der Stromänderung $\dot{I}$ zu beobachten: der Spike $\dot{I}_s$ mit negativer Polung der IE ist ebenso steil

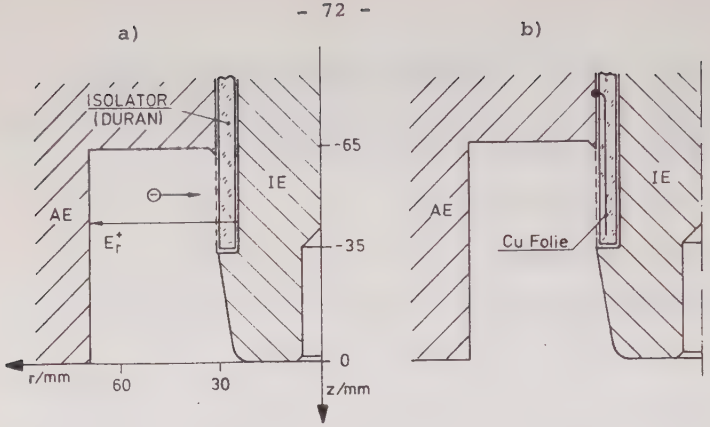


Abb. 16: Beschleunigergeometrie zur Polaritätsuntersuchung
a) mit Radialfeld E_r b) mit Abschirmung

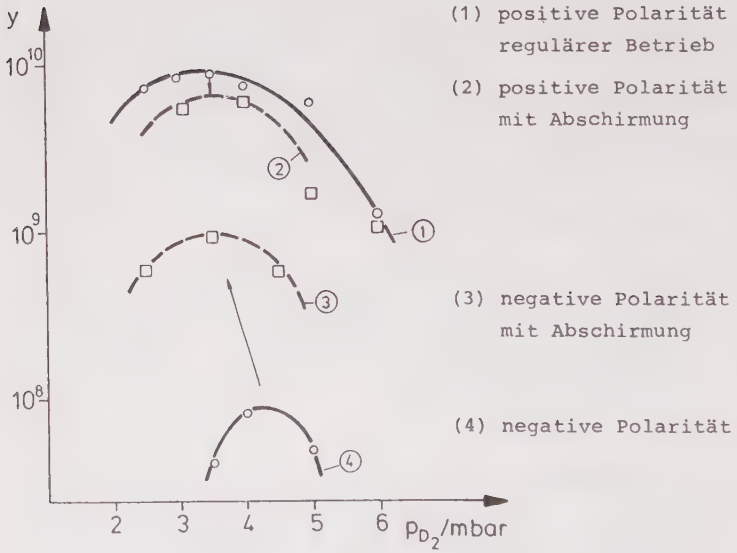


Abb: 17: Neutronenausbeute in Abhängigkeit vom Fülldruck
Parameter: Polarität des elektrischen Radialfeldes E_r

und groß wie der mit positiver Polung.

3.5.2 Des Rätsels Lösung

Absolut gleiches Verhalten beider Polaritäten mit abgeschirmtem Feld ist nicht zu erreichen wegen:

- unterschiedlicher Geometrie von Außen- und Innenelektrode (Oberfläche, Struktur, Formgebung)
- unvollständiger Abschirmung des Feldes am Ende des Isolators
- reduzierter Ausdehnung des Neutronenquellgebiets durch die Innenelektrode bei negativer Polung.
  (Ein axial gerichteter Deuteronenstrahl wird an der Innenelektrode abgestoppt, so daß die Dicke des Gastargets reduziert wird). Dies kann die Ausbeute um mehr als den Faktor 2 absenken.

Die wesentlichen Ergebnisse dieser Untersuchung sind:

- Das elektrische Radialfeld im Zündbereich beeinflußt Zündung und Schichtbildung:
  - Negatives Feld ($E_r^- < 0$) verschlechtert die Schichtstruktur und damit die Effizienz der Fokussierung und Neutronenproduktion (Abb. 17 Kurve 4)
  - wird dieses Radialfeld eliminiert (z. B. durch Abschirmung), so unterscheidet sich das Entladungsverhalten beider Polaritäten nicht voneinander, insbesondere wird die Ausbeute bei negativer Polung der IE dadurch

um eine Größenordnung erhöht (Abb. 17 Kurve 3)

. Positives Radialfeld ($E_r^+ > 0$) unterstützt die Schichtbildung. Die Neutronenausbeute wird gegenüber den Fällen mit negativem Feld und ohne Feld weiter erhöht. Kurve 1 in Abb. 17 repräsentiert den Normalbetrieb eines Plasmafokus, nämlich positiv gepolte Innenelektrode.

(Daraus läßt sich sofort schließen, daß eine weitere Erhöhung des positiven Radialfeldes zur Schichtverbesserung und Neutronenausbeutesteigerung beiträgt. Der Einsatz von Isolatoren hoher Dielektrizitätskonstanten (z. B. Bariumtitanat) sollte die gleiche unterstützende Wirkung haben.)

- Das Maximum der Neutronenausbeuten bei abgeschirmtem Feld ($E_r \approx 0$) befindet sich für beide Polaritäten der Beschleunigerspannung beim gleichen Fülldruck und der Druckbereich ist ähnlich (Abb. 17 Kurven 2 und 3).

- Neben hohem positiven Radialfeld ($E_r^+ >> 0$) haben große Werte des Stromanstiegs bei der Zündung $\dot{I}_i$ und des Fülldrucks die gleiche unterstützende Wirkung beim Schichtaufbau.

Dies erklärt, warum bei negativem Radialfeld das Maximum der Ausbeute bei einem höheren Fülldruck erzielt wurde (Abb. 17 Kurve 4) als im abgeschirmten Fall oder mit positivem Radialfeld. Aus der Tatsache, daß sich bei SPEED 1 die Ausbeuten bei Polaritätswechsel "nur" um 2 Größenordnungen und nicht wie bei konventionellen Maschinen

um 3 Größenordnungen oder mehr unterscheiden, kann man ferner schließen, daß die unterstützende Wirkung des Stromanstiegs bei der Zündung $\dot{I}_i$ die destruktive Wirkung des negativen Radialfeldes ($E_r^- < 0$) überwiegt.

- Gleiche Bedingungen bei der Zündung führen zu gleichem Entladungsverhalten beider Polaritäten: Axialgeschwindigkeit v_z, Radialgeschwindigkeiten der Schicht (v_r^+, v_r^-), Tiefe und Steilheit des Stromeinbruchs in der Kompressionsphase und Betriebsdruckbereich sind gleich.

Die einzige Ausnahme vom Verhalten konventioneller Fokusmaschinen, ein Einelektrodenfokus [32], der mit negativer Innenelektrode betrieben wurde und dennoch Neutronen produzierte (Ausbeute ist nicht bekannt), läßt sich nunmehr erklären: Wegen der fehlenden Außenelektrode und der Zündgeometrie, die Axialkomponenten des Feldes bevorzugt, scheint das elektrische Radialfeld sehr viel schwächer zu sein als bei den üblichen Beschleunigern. Vermutlich hat auch das dort verwendete Isolatormaterial "high alumina" eine höhere Dielektrizitätskonstante als z. B. Pyrex.

3.6 Reproduzierbarkeit

Die Reproduzierbarkeit der Neutronenausbeute von Schuß zu Schuß ist bei allen Fokusmaschinen nicht besonders gut. Bei gleichen Parametereinstellungen (Spannung, Strom, Druck etc.) kann eine Entladung Rekordausbeute liefern, die darauf folgende aber ein Fehlschuß sein. Bisher erklärte man das mit der zufälligen Natur von Instabilitäten und ihrer Einsatzbedingungen.

SPEED 1 reagiert empfindlich auf Verunreinigungen des Füllgases und insbesondere der Isolatoroberfläche. Entgegen den Erfahrungen mit anderen Fokusmaschinen [18, 19], bei denen ohne Gaswechsel viele Entladungen möglich waren, muß bei SPEED 1 nach jedem guten Schuß das Gas gewechselt werden, um die Voraussetzung für hohe Neutronenausbeute zu schaffen. Hinreichend ist diese Bedingung für niedere Fülldrücke (< 3,5 mbar). Bei höheren Drücken (> 3,5 mbar) stellt man fest, daß auf hohe Ausbeuten regelmäßig Fehlschüsse folgen. Rekordausbeuten (bis $4 \cdot 10^{10}$ Neutronen) treten in erster Linie bei Drücken oberhalb 3 mbar auf und zwar nur dann, wenn ein Fehlschuß vorausgegangen ist. Offenbar müssen Verunreinigungsspuren eines guten Schusses durch die nächste Entladung beseitigt werden, damit günstige Ausgangsbedingungen geschaffen werden. Versuche, mit Argon-Beimischungen zu arbeiten scheiterten, weil selbst bei sehr geringen Beimengungen ($\leq$ 1 %) nur Fehlentladungen auftraten.

Bei Versuchen mit massiver Innenelektrode (ohne stirnseitige Bohrung) wurde der Glasisolator nach 18 Entladungen so stark mit Kupfer bedampft, daß er unbrauchbar wurde. SPEED 1 reagiert vorwiegend im Zündbereich empfindlich auf Verunreinigungen. Lauf- und Kompressionsphase haben hingegen nur einen geringen Einfluß auf die Effizienz der Entladung. Eine "gut" ausgebildete Schicht führt mit Sicherheit zu hoher Neutronenausbeute. Dies wird bei Sondenmessungen innerhalb des Beschleunigers deutlich.

Die Sonden stören die Plasmagestalt, so daß der Pinch aus der Achse auf den Sondenort "hingezogen" wird. Außerdem werden beim Kontakt der Sondenisolation mit dem Plasma Verunreinigungen freigesetzt. Trotzdem zeigt sich die Effizienz der Entladung kaum beeinträchtigt.

Besonders gefährdet ist die Stirnfläche des Glasisolators (siehe Abb. 8). Stromspeichen setzen bevorzugt hier an. Mit dem in die Innenelektrode eingelassenen Glasisolator gemäß Abb. 16 wurde die Reproduzierbarkeit deutlich verbessert, insbesondere im Druckbereich 3,5 bis 5 mbar. Es hat den Anschein, als müßte man bei Fokusentladungen genau die Entladungsbedingungen vermeiden, die bei Plasmabeschleunigern hilfreich sind [15, 24, 27]:

- negative Polung der Innenelektrode
- niedere Fülldrücke
- Teilchendriften (z. B. $\vec{E}x\vec{B}$ - Driften) weg von der Isolatoroberfläche während der Schichtbildung (E_r/B_φ -Drift von der Stirnfläche des Glasisolators).

Die Beobachtungen an SPEED 1 deuten darauf hin, daß die Ursache für die schlechte Reproduzierbarkeit der Neutronenausbeute von Schuß zu Schuß bei Fokusentladungen nicht in der zufälligen Natur der Pinchphänomene (Instabilitäten, Turbulenzen) liegt, sondern in den wechselnden, aber determinativen Bedingungen der Zündung und Schichtgenerierung.

4. NEUTRONENEMISSION

Konventionelle Foki weisen große Ähnlichkeiten auf im Emissionsverhalten des dichten Plasmafokus (Strahlungsart, Einsatzzeitpunkte, Emissionsdauer, Flüsse, Spektren). Dies trifft insbesondere zu für die Neutronenemission [33, 34, 11].

Führt man sich die Charakteristika klassischer Fokusentladungen (von der Zündung bis zum Pinch) vor Augen, so erscheint es nicht weiter verwunderlich, daß sich die oben aufgezeigten Ähnlichkeiten auch im Emissionsverhalten auswirken.

SPEED 1-Entladungen zeigen erhebliche Abweichungen vom klassischen Entladungsbild. Die für die folgenden Untersuchungen wesentlichen Unterschiede sind:

- verbesserte Schichtstruktur (dünne, hochleitfähige Stromschicht) und daher keine Magnetfelddiffusion in die Plasmaschicht während der Kompression.

- zwei Pinchtypen einstellbar:
  - Typ 1: kurzlebiger Pinch mit hohen Induktivitätsänderungen ($\dot{L}$ - Werten), kleinen Dimensionen und hoher Energiedichte. Anomale Widerstandserhöhung zum Pinchzeitpunkt und damit auftretende Pinchspannung U_s (100 bis 200 kV).
  - Typ 2: langlebiger (schwingender) Pinch (> 100 ns) mit geringerer Energiedichte, jedoch ohne Wider-

standserhöhung und damit ohne Pinchspannung U_s.

- geändertes Pinchverhalten (kein klassischer Ablauf: dichter Pinch, Expansion, ruhige Phase, m = 0 Instabilitäten, Emission und gleichzeitiger Zerfall); die geringen Pinchdimensionen, wie sie bei klassischen Entladungen bei m = 0 Instabilitäten beobachtet werden [10], treten bei SPEED 1 direkt am Ende der Kompression auf.

Relativ wenig unterscheiden sich klassische und SPEED 1 - Entladungen in der Schichtdynamik (v_z, v_r) und der Pinchstromskalierung der Neutronenausbeute.

Im folgenden soll deshalb untersucht werden, inwieweit die bei SPEED 1 beobachteten Abweichungen vom klassischen Entladungsbild das Emissionsverhalten beeinflussen bzw. ob die klassischen Modelle zur Erklärung der Neutronenproduktion auf SPEED 1 anwendbar sind. Beispielsweise versagen die in [35, 10] vorgeschlagenen Modelle, weil sie als Voraussetzung für die Neutronenproduktion die Beschleunigung der Deuteronen aufgrund Magnetfelddiffusion in das Pinchplasma und damit induzierter elektrischer Felder im Pinchplasma fordern. Bei SPEED 1 setzt aber die Neutronenproduktion bereits vor dem Pinchspannungsanstieg ein (Entladungstyp 1) bzw. findet statt auch ohne Pinchspannung (Typ 2, Pinchplasma ist feldfrei).

4.1 Neutronendiagnostik

Messungen an Reaktionsneutronen und -protonen aus den mit etwa gleicher Wahrscheinlichkeit im Deuteriumplasma stattfindenden Fusionsreaktionen

$$D + D \rightarrow {}^{3}He\ (0{,}82\ MeV) + n(2{,}45\ MeV) \qquad (10)$$

und

$$D + D \rightarrow {}^{3}T\ (1\ MeV) + p(3\ MeV) \qquad (11)$$

werden zu plasmadiagnostischen Zwecken durchgeführt [36]. Auch die an den Protonenzweig anschließende Reaktion

$$D + T \rightarrow {}^{4}He\ (3{,}5\ MeV) + n(14{,}1\ MeV) \qquad (12)$$

kann im Prinzip durch Messung der schnellen Neutronen diagnostischen Zwecken dienen.

Ziel dieser Messungen ist neben der Verbesserung der Fusionseffizienz die Ermittlung von Geschwindigkeitsverteilungen der reagierenden Deuteronen, aus denen mit Hilfe von Modellvorstellungen Beschleunigungsmechanismen ableitbar sind.

Am Plasmafokus wurden bislang hauptsächlich Neutronenmessungen durchgeführt, weil die Reaktionsneutronen, unbeeinflußt von den hohen elektromagnetischen Feldern, Pinchgebiet und Entladungsgefäß verlassen und somit außerhalb nachgewiesen werden können.

Abb. 18 zeigt schematisch die Meßanordnung. Neutronenflüsse n (t) und zeitintegrierte Energiespektren $\Delta N/\Delta W_n(W_n)$

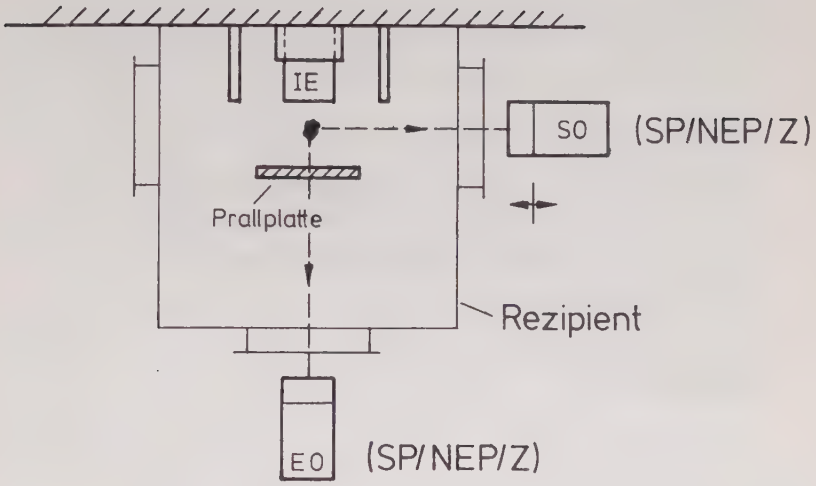


Abb. 18: Meßanordnung zur Neutronendiagnostik
am Plasmafokus SPEED 1
SP Szintillator-Photomultiplier-Kombination
NEP Kernspurplatten
Z Silberaktivierungszähler
Prallplatte zur Beschränkung des Reaktionsgebiets
in axialer Richtung

werden in Achsrichtung (EO) und senkrecht zur Fokusachse (SO) mittels Szintillator-Photomultiplier-Kombination (SP) bzw. Kernspurplatten (NEP) gemessen. Die Neutronenfluenzen N werden mit Silberaktivierungszählern gemessen. Die Gesamtausbeute Y wird mit dem side-on-Zähler Z_{SO} erfaßt und dient als Maß für die Effizienz einer Fokusentladung (siehe Kapitel 2). Da aus sicherheitstechnischen Gründen keine Eichquelle zur Verfügung stand, wurden die Silberzähler mit Hilfe der Kernspurplatten geeicht. Der Fehler der Eichung beträgt etwa 25 %.

Aus den gemessenen Fluenzen wird die zeitintegrierte Flußanisotropie

$$A = {}^{N}EO/N_{SO}, \qquad (13)$$

aus den Flüssen die zeitliche Entwicklung der Flußanisotropie

$$A(t) = \int_{o}^{t} n(t')_{EO}\, dt' \,/\, \int_{o}^{t} n(t')_{SO}\, dt' \qquad (14)$$

bestimmt. Formal sind für Zeiten t, die lang gegenüber der Produktionsdauer sind, die Anisotropiewerte gemäß Gl (13) und (14) identisch. Real weichen die Werte schon nach weniger als der halben Produktionsdauer nur noch wenig voneinander ab, so daß sich der gegenüber Gl (13) zusätzliche Informationsgehalt aus Gl (14) auf den Anfangsverlauf der Anisotropie konzentriert. Die Anisotropiewerte der ersten Nanosekunden der Neutronenproduktion sind interessant, weil sie Rückschlüsse auf den primären Produktionsmechanismus und die Entwicklung sekundärer Prozesse ermög-

lichen. Dies stellt hohe Anforderungen an das Detektionssystem bezüglich Zeitauflösung und zeitlicher Zuordnung der Detektorsignale, die mit konventionellen Szintillator-Multiplier-Kombinationen und oszillographischer Registrierung nur schwer zu erfüllen sind.

Die bei SPEED 1 verwendete Szintillator-Channeltron-Kombination (NE 111 (ZIP)-HAMAMATSU R 12944 - 01; Anstiegszeit $\leq$ 1 ns; Durchlaufzeit $\leq$ 5 ns) ermöglicht eine Zeitauflösung von etwa 1 ns. Die Signale werden simultan mit schnellen Transientenrecordern (BIOMATION 6500) aufgezeichnet, so daß eine Genauigkeit der zeitlichen Zuordnung von 2 ns erreicht wird. Über einen Rechner kann die Flußanisotropie als Funktion der Zeit gemäß Gl (14) ermittelt werden.

Die Detektorkombinationen haben außerdem den Vorteil, daß sie relativ unempfindlich gegen harte Röntgenstrahlung und daher gut abschirmbar sind. Hinter 10 cm Blei können die Neutronensignale deshalb in nur 0,5 m Entfernung vom Fokusort detektiert werden, während mit konventionellen Detektoren die harte Röntgenstrahlung per Laufzeit vom Neutronensignal getrennt werden muß. Dies erfordert Abstände der Detektoren vom Fokusort von einigen Metern. Wegen der unterschiedlichen Energiekomponenten der Neutronenstrahlung wird das Neutronensignal laufzeitverbreitert (bis 8 ns/m), so daß Einsatzzeitpunkt und Produktionsdauer, in größeren Abständen vom Fokusort gemessen, mit großen Fehlern behaftet sind.

Bei SPEED 1 wurden die Signale, aus denen die Produktionsdauer (≙ Halbwertsbreite) sowie die Einsatzzeitpunkte der Strahlung relativ zu elektrischen Signalen ($\dot{I}$, U) ermittelt werden, in 0,5 m Entfernung vom Fokusort detektiert.

Besonderer Wert wurde gelegt auf die zeitliche Zuordnung der Signale der Strahlungsemission (Neutronen n, harte Röntgenstrahlung γ) zueinander und relativ zu den elektrischen Signalen ($\dot{I}$, U), weil in der Fokusliteratur [10, 11, 12, 16] teilweise widersprüchliche Angaben über Einsatzzeitpunkte und Dauer der Emission gemacht werden. Die Zeitzuordnung von Signalen der Strahlungsemission zu denen der elektrischen Größen setzt die Kenntnis der Signallaufzeiten im Beschleuniger voraus.

Für die Signalgeschwindigkeit im Beschleuniger ist in [1] ein Wert von 10^7 m/s, in [32] aber $1{,}8 \cdot 10^6$ m/s angegeben. Mit der für diese Messungen verwendeten Beschleunigergeometrie (siehe Abb. 16) ergäben sich danach Laufzeiten der elektrischen Signale von 7 bzw. 36 ns. Diese Diskrepanz verträgt sich nicht mit dem Anspruch einer präzisen Signalzuordnung.

Deshalb wurde versucht, mittels einer schnellen Magnetsonde, die am Beschleunigerende in Pinchnähe angebracht war, die Laufzeitdifferenz zur Gesamtstromsonde am Beschleunigeranfang zu messen. Diffusionszeiten von 30 ns (und mehr) des Magnetfeldes in die Sonde (infolge leitfähigen Belags auf der die Sonde umgebenden Isolation)

verfälschten die Messung und lieferten viel zu geringe Signalgeschwindigkeiten ($< 10^6$ m/s).

Zwei Magnetsonden, im Laufbereich an verschiedenen Axialpositionen angebracht, lieferten eine Signalgeschwindigkeit von $3{,}3 \cdot 10^6$ m/s. Dieser Wert ist wahrscheinlich ebenfalls zu niedrig infolge unterschiedlicher Felddiffusionszeit an beiden Meßorten. Mit der Annahme, daß die Signalgeschwindigkeit zwischen dem in [1] angegebenen und dem gemessenen Wert bei $5 \cdot 10^6$ m/s liegt, beträgt die Signallaufzeit bei SPEED 1 etwa 13 ns $\pm$ 3 ns.

(In der Fokusliteratur wird auf die Berücksichtigung dieser Laufzeit bei Angaben des Emissionsbeginns meist verzichtet, obwohl dadurch wegen der langen Beschleuniger erhebliche Fehler auftreten.
Die Schwierigkeiten bei den Sondenmessungen sind im übrigen ein weiteres Indiz für die verbesserte Stromschicht bei SPEED 1 gegenüber klassischen Entladungen, wo es bei Sondenmessungen nicht diese Probleme gibt [23].)

Die Zeitzuordnung der elektrischen Signale ($\dot{I}$, U) zueinander ist mit hoher Präzision (2 ns) möglich, die der Strahlungssignale (n, γ) enthält zusätzlich die Unsicherheit der angenommenen Spektren bei Emissionsbeginn (bei 0,5 m Abstand vom Fokusort etwa 2 ns). Die Angaben des Emissionsbeginns relativ zu den elektrischen Signalen enthalten stets die Ungenauigkeiten der Signallaufzeit im Beschleuniger. Bei SPEED 1 ist diese Angabe auf etwa 5 ns genau.

4.2 Meßergebnisse

Im folgenden werden hauptsächlich die Meßergebnisse typischer Niederdruckentladungen (p_{D_2} < 3 mbar, Typ 1, Signalverläufe siehe Abb. 10) diskutiert, weil hier ein kompletter Datensatz mit den Spektren vorliegt.

Von Entladungen bei höheren Drucken ($p_{D_2} \geq 3$ mbar) fehlen die Energiespektren; vom Entladungstyp 2, d. h. ohne Spannungsspike zum Pinchzeitpunkt, liegen nur die zeitintegrierten Fluenzen sowie die zeitzugeordneten elektrischen Signale vor (siehe Abb. 14). Da aber Hochdruckentladungen ($p_{D_2} \geq 5$ mbar) ähnliches Entladungsverhalten zeigen (reduzierte Kompressionsdynamik, geringe Pinchspannung), ist die Extrapolation aus den Messungen der Strahlungssignale (n, γ) auf den Entladungstyp 2 möglich.

Wegen der zeitaufwendigen Auswerteprozedur der Kernspurplatten und fehlender Kapazität war es bislang nicht möglich, Energiespektren von Hochdruckentladungen oder des Entladungstyps 2 zu erhalten.

4.2.1 Energiespektren

Die im Abstand 0,5 m vom Fokus entfernt angebrachten Kernspurplatten ($NEP_{SO,\ EO}$ in Abb. 18) wurden mit 9 Niederdruckentladungen (2,9 mbar) bestrahlt. Die Zündgeometrie war gegenüber Abb. 8 geändert, so daß diese Entladungen ein Verhalten zeigten, wie es mit der Geometrie gemäß Abb. 8 bei etwa 2 mbar beobachtet wurde. Diese Betriebsweise wurde wegen der besseren Reproduzierbarkeit der Aus-

beuten und der Gleichartigkeit des Entladungsverhaltens von Schuß zu Schuß gewählt. (Da sich der Aufwand bei der Auswertung der NEP mit der Spurenzahl verringert und erst bei einer Neutronenfluenz > 10^{10} vertretbar erscheint, wurden die NEP mit mehreren Entladungen bestrahlt.)

Bis auf eine Entladung mit geringer Ausbeute (4 % der Gesamtausbeute) lieferten die Schüsse im Mittel $\bar{Y} = (6{,}3 \pm 0{,}74)10^9$ Neutronen (In der geringen Standardabweichung des Mittelwertes kommt die gute Reproduzierbarkeit zum Ausdruck). Da außerdem die Entladungscharakteristik bei diesen 8 Entladungen ($\dot{I}_s$, U_s) sehr ähnlich war, repräsentieren diese Messungen in eindeutiger Weise den Entladungstyp 1.

Abb. 19 a) zeigt die Spektren dieser SPEED 1-Entladungen und zum Vergleich die Spektren von Niederdruckentladungen (1,3 mbar) der konventionellen Maschine Abb. 19 b) [12]. Detaillierte Beschreibungen zur Technik und Auswertung von Kernspurplatten sowie ausführliche Diskussionen der Charakteristika der Spektren und ihrer Fehler finden sich in [11, 12]. Hier sollen nur die für die weitere Diskussion wesentlichen Merkmale erörtert und Ähnlichkeiten resp. Abweichungen aufgezeigt werden.

Die SO-Spektren reichen auf der hochenergetischen Seite bis etwa 3,4 MeV, während die niederenergetische Flanke unterhalb 2 MeV durch Streuneutronen verfälscht ist. Die Halbwertsbreiten ($\hat{=}$ doppelter Abstand der hochenergetischen Flanke von 2,45 MeV) von $\geq$ 400 keV deuten auf

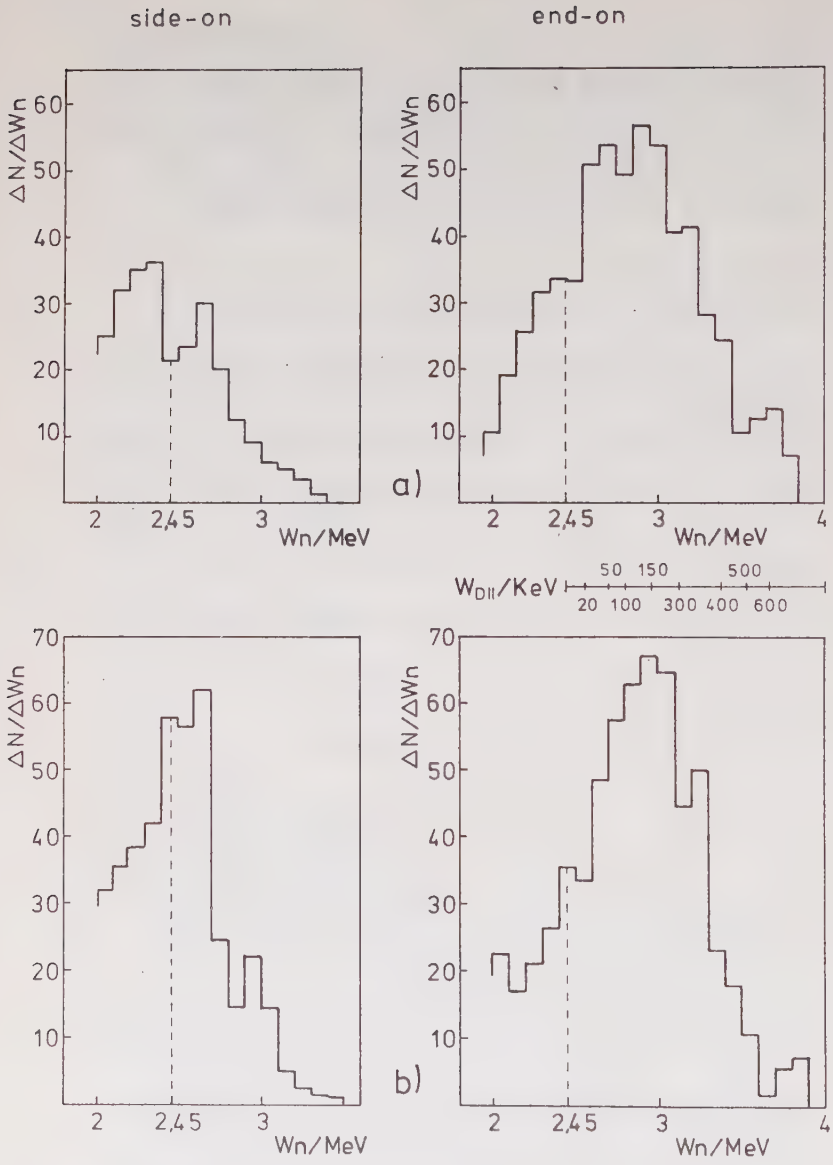


Abb. 19: Neutronenenergiespektren von Fokusentladungen

a) SPEED 1 b) konventioneller Plasmafokus [12]

$W_{D\|}$ zugehörige Deuteronenenergie eines axialen Strahls

Geschwindigkeitskomponenten der reagierenden Deuteronen senkrecht zur Fokusachse hin (50 keV) [10, 12, 35]. Während das Maximum des Spektrums der konventionellen Maschine bei etwa 2,45 MeV liegt, sind bei SPEED 1 zwei Maxima bei 2,3 MeV und 2,65 MeV zu erkennen. Bei 2,45 MeV befindet sich ein relatives Minimum. Das SO-Spektrum von SPEED 1 besitzt ein Hohlprofil, das bei konventionellen Maschinen bisher nicht beobachtet wurde.

Die EO-Spektren zeigen, daß Neutronen bis etwa 3,9 MeV emittiert werden. Die Maxima liegen bei etwa 2,9 MeV. Dazu gehören axiale Deuteronenkomponenten ($W_{D||}$) einer mittleren Energie von etwa 120 keV [11, 22, 35].

Ähnlich in beiden EO-Spektren ist die "Schulter" bei 2,45 MeV. Abweichungen zeigt das SPEED 1 - Spektrum in der größeren Breite des Maximums mit einer zweiten "Linie" bei 2,7 MeV sowie im schwächeren Abfall auf der hochenergetischen Flanke, wo sich bei 3,6 MeV nochmals ein relatives Maximum zeigt, zu dem eine axiale Deuteronenenergie von 600 keV gehört.

Nach [11] weisen alle Neutronen-Energiespektren von Plasmafokusmaschinen unabhängig von ihrer Geometrie oder Größe folgende "Konstante" auf:

- Halbwertsbreiten in SO-Spektren $\geq$ 400 keV
- Maximum in EO-Spektren bei 2,8 bis 3 MeV

Bei Niederdruckentladungen verbreitert sich lediglich das Maximum des EO-Spektrums auf der hochenergetischen Seite.

Auffällig abweichend von dieser Norm ist bei SPEED 1 das Hohlprofil des SO-Spektrums.

4.2.2 Zeitliche Entwicklung der Emission

Abb. 20 zeigt die zeitzugeordneten Signale der Strahlungsemission (n, γ) und der elektrischen Größen ($\dot{I}$, U) in der Pinchphase.

4.2.2.1 Emissionsbeginn

Die Startzeitpunkte der Emission von Neutronen und harter Röntgenstrahlung fallen nicht zusammen. Während der Beginn der Neutronenemission zeitlich mit dem $\dot{I}$ - Signal korreliert ist und um den Zeitpunkt t_2 (also vor dem minimalen Radius des Pinches und vor dem Spannungsanstieg zum Pinchzeitpunkt) einsetzt, beginnt die Emission harter Röntgenstrahlung mindestens 15 bis 20 ns später. Bei manchen Schüssen wurde ein Einsatzverzug der Röntgenemission bis zu 40 ns beobachtet.

Die Emission harter Röntgenstrahlung ist zeitlich und in der Intensität mit dem Spannungsspike U_s korreliert. Bei höheren Fülldrücken (> 5 mbar), wo der Spannungsspike stark reduziert ist, wird meist keine harte Röntgenstrahlung mehr registriert.

Bei Annäherung der Meßanordnung (SP_{SO}) an den Fokusort auf 0,5 m verschwindet die Einsatzflanke des Röntgenpulses im Neutronensignal.

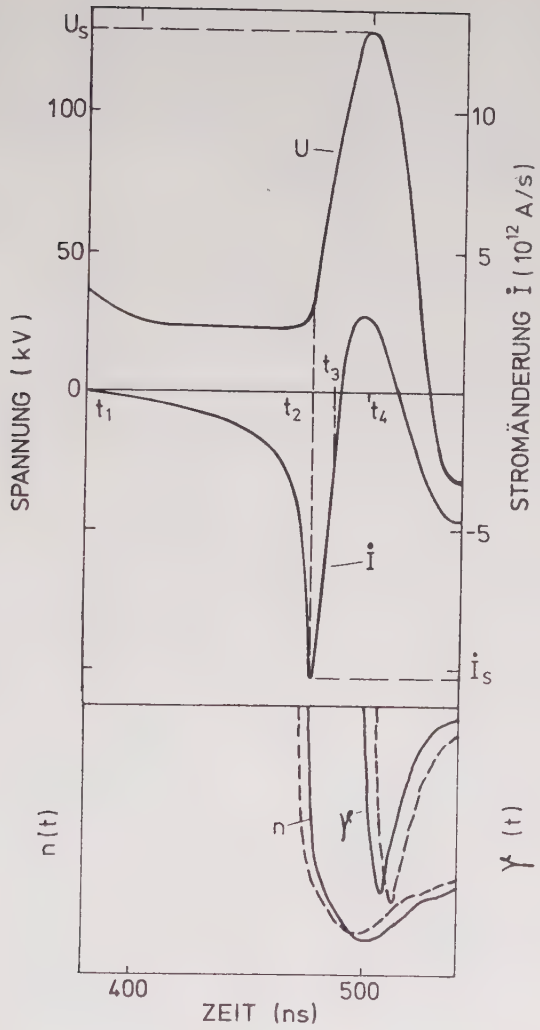


Abb. 20: Einsatz der Strahlungssignale (n(t),γ(t)) relativ zu den elektrischen Signalen (U(t), $\dot{I}$(t))

Abweichend von diesem Normalverhalten wird bei einigen Schüssen ein sehr schmaler ($\leq$ 10 ns) Spike sehr harter Röntgenstrahlung beobachtet, der etwa zum Zeitpunkt t_3 auftritt (minimaler Radius) und auch nicht durch 10 cm Blei abgeschirmt werden kann.

Tendenziell setzt die Neutronenemission bei höheren Fülldrücken noch früher ein, relativ zum $\dot{I}$ - Signal.

Bei SPEED 1 beginnt die Neutronenemission am Ende der Kompressionsphase ohne m = 0 Instabilität und ohne Spannungszunahme. Dies steht im Widerspruch zu anderen Messungen an anderen Anlagen [10, 11, 12].

4.2.2.2 Anstiegszeit und Emissionsdauer

Abb. 21 a) zeigt die Neutronensignale n (t) beim Normalbetrieb (Rezipient bildet die Begrenzung des Reaktionsgebiets, Abstand EO etwa 0,4 m) und bei Begrenzung des Raktionsgebiets in axialer Richtung auf 8 cm vor der IE mittels gegen den Rezipienten isoliert aufgestellter Prallplatte. Im Normalbetrieb beträgt die Anstiegszeit des EO-Signals etwa 20 ns (10 bis 90 %), während beim Betrieb mit Prallplatte der Anstieg sehr viel steiler ($\leq$ 10 ns) ist. Bei manchen Schüssen geht dem steilen Anstieg des Signals ein etwas flacherer Ansatz (Fuß) voraus. Die Halbwertsbreiten der Neutronensignale liegen beim Normalbetrieb druckabhängig bei etwa 100 ns (gemessen in Abstand 0,75 m vom Fokusort). Bei Fülldrücken um 2 mbar bzw. 5 mbar weichen die Halbwertsbreiten um 10 bis 20 ns nach unter bzw. oben von diesem Mittelwert ab.

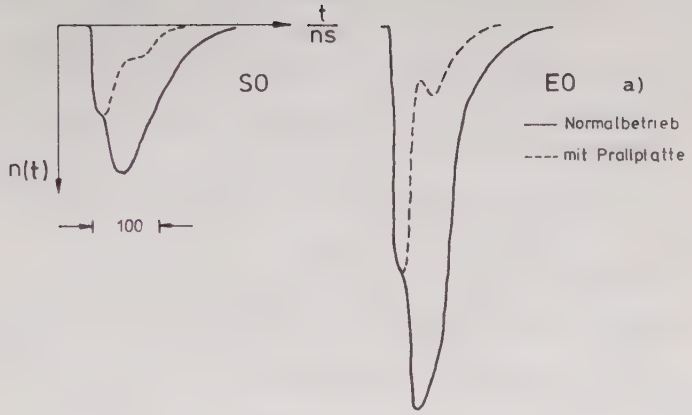


Abb. 21: Neutronensignale n(t)

a) side-on und end-on Signale im Normalbetrieb und mit Beschränkung des Reaktionsgebiets mittels Prallplatte (8 cm von IE siehe Abb. 18)

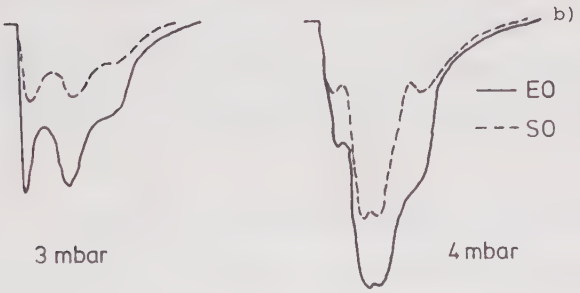


Abb. 21: b) Pulsformen der Neutronensignale bei geringen Ausbeuten.

Bei Begrenzung des Reaktionsgebiets werden diese Produktionszeiten (Halbwertsbreite) im unteren Fülldruckbereich um etwa den Faktor 2 kürzer. Im oberen Druckbereich ($\geq$ 4 mbar) nimmt der Einfluß der Quellbegrenzung ab und spielt bei Drücken oberhalb 6 mbar praktisch keine Rolle mehr. Hier nimmt auch der Spannungsspike U_s sehr kleine Werte an ($\leq$ 20 kV) oder verschwindet ganz.

Bei geringeren Schußausbeuten (schwächerer Kompressionsdynamik, geringer Spannungsspike und fehlendem Röntgenpuls) sind häufig Doppel- in seltenen Fällen Dreifachpulse im Neutronensignal zu beobachten (siehe Abb. 21 b), deren Peaks etwa 50 ns auseinander liegen. Bemerkenwerterweise treten diese Mehrfachpulse auch mit Prallplatte bei Schüssen zutage, die im Normalbetrieb hohe Ausbeuten liefern ohne erkennbare Pulsstruktur. Hier scheinen sich zwei Produktionsanteile zu überlagern.

Pulse der harten Röntgenstrahlung mit Anstiegszeiten $\leq$ 10 ns und Halbwertsbreiten $\leq$ 20 ns werden gemessen. Es treten ebenfalls häufiger zwei- und dreifach-Pulse auf, die etwa den gleichen Abstand (50 ns) wie die Neutronenpulse aufweisen.

4.2.2.3 Flußanisotropie und axiale Quellausdehnung

Mit den Neutronensignalen n(t) der Detektoren $SP_{EO,SO}$ in 0,75 m Entfernung vom Fokusort wird ein Verlauf der Anisotropie gemäß Gl (14) ermittelt, der stets bei etwa 1 beginnt und druckabhängig zu höheren Werten 1,6 bis 2,4

ansteigt. Bei Fülldrücken $p_{D_2} \leq 3$ mbar werden Werte der Anisotropie $A \geq 2$ erreicht, während bei höheren Fülldrücken $p_{D_2} \geq 5$ mbar und beim Betrieb mit Prallplatte in allen Druckbereichen nur Werte $A \leq 1{,}6$ ermittelt werden. Dies bedeutet, daß die Fluenzanisotropie zu höheren Werten durch die axiale Quellausdehnung bei Niederdruckschüssen verfälscht wird infolge der sogenannten geometrischen Anisotropie [12] (die Quelle befindet sich näher am EO-Detektor als am SO-Detektor).

Bei der Auswertung der Kernspurplatten, die im Abstand 0,5 m vom Fokusort bestrahlt wurden, hat Steinmetz [11] +) eine Fluenzanisotropie von 3,3 ermittelt, die aufgrund der beteiligten Deuteronenenergien nur etwa 2,3 betragen dürfte. Aufgrund dieser Verfälschung wurde eine axiale Quellausdehnung von $\leq$ 20 cm geschätzt. Die Gesamtanisotropie der NEP-Schüsse wurde zu $A \approx 1{,}6$ abgeschätzt. Da beim Betrieb mit Prallplatte die Anisotropie auf ähnliche Werte ($A = 1{,}6$) sinkt wie in [12] und die Ausbeuten um etwa den Faktor 2 zurückgehen, scheint die Quellausdehnung bei SPEED 1 ganz ähnlich zu sein wie bei der konventionellen Maschine (20 cm) [12].

+) Die Kernspurplatten wurden am Institut für Angewandte Physik (Prof. Dr. K. Hübner) der Universität Heidelberg ausgewertet.

4.2.2.4 Vergleichstabelle

Die wichtigsten Daten der Neutronenmessungen an SPEED 1 sind in Tabelle 6 den Daten der konventionellen Vergleichsmaschine [12] gegenübergestellt.

Meßgröße	konventioneller Plasmafokus	SPEED 1
Intensitätsmaxima der Spektren		
$(\frac{\Delta N}{\Delta W_n})_{max}$ SO	2,5 MeV	2,3 und 2,7 MeV Hohlprofil
$(\frac{\Delta N}{\Delta W_n})_{max}$ EO	2,9 MeV	2,7 bis 3,1 MeV
Emissionsbeginn relativ zur Maximalkompression	20 bis 40 ns	- 10 bis 0 ns
Anstiegszeit des Neutronensignals n (t) (10 bis 90 %)	10 bis 30 ns	$\leq$ 10 bis 20 ns
Emissionsdauer		
Normalbetrieb	100 ns	100 ns
mit Prallplatte	50 ns	50 ns
Axiale Quellausdehnung	23 cm	$\approx$ 20 cm
Anteil der strahlproduzierten Neutronen an der Gesamtausbeute	> 65 %	$\approx$ 50 %
Fluenzanisotropie		
Normalbetrieb	1,6	1,6
mit Prallplatte	1,3	$\leq$ 1,4
Flußanisotropie bei Emissionsbeginn	-	$\approx$ 1

Tabelle 6: Vergleichsdaten aus Neutronenmessungen

4.3 Interpretation

4.3.1 Klassische Neutronenproduktionsmodelle

In der Fokusforschung wurden bislang hauptsächlich zwei Modelle und deren Varianten bzw. Kombinationen zur Erklärung der Neutronenproduktion diskutiert:

- thermonukleares Modell bzw. "moving-boiler".
- beam-target-Modell.

Beim thermonuklearen Modell geht man aus von der Neutronenproduktion in einem thermischen Plasma:

$$Y_{th} = \frac{1}{2} n_D^2 \cdot \langle\sigma v\rangle \cdot V \cdot t, \qquad (15)$$

wobei n_D die Deuteronendichte, $\langle\sigma v\rangle$ der temperaturabhängige, über die Maxwellverteilung gemittelte, totale Reaktionsquerschnitt, V das Plasmavolumen und t die Produktionsdauer sind. Die Neutronen werden isotrop aus dem Reaktionsvolumen emittiert, das sich zusätzlich in Achsrichtung bewegen kann (moving-boiler). Damit erklärt man die gemessene Verschiebung des Maximums im EO-Spektrum zu höheren Energien als den Werten, die für ein ruhendes thermisches Plasma errechnet werden [36].

Dieses Modell könnte aber die gemessenen Spektren (Halbwertsbreite SO $\geq$ 400 keV, EO-Maximum 2,9 MeV) nur erklären, wenn ein Pinchplasma mit einer Deuteronentemperatur von etwa 20 keV und einer Axialgeschwindigkeit des Reaktionsvolumens von mehr als 10^6 m/s vorläge. Bisher hat man aber im Pinchgebiet nur Ionentemperaturen um 1 keV sowie nahezu

ortsfeste Quellgebiete gefunden [11, 13]. Die Axialgeschwindigkeit des Pinchplasmas ist außerdem um etwa eine Größenordnung zu niedrig.

Setzt man in Gl(15) die Werte $n_D = 2 \cdot 10^{24} m^{-3}$, $V = 7 \cdot 10^{-7} m^3$, $t = 50$ ns und $\langle \sigma v \rangle = 6 \cdot 10^{-28} m^3 s^{-1}$ [36] ein, so ergibt sich für eine klassische Fokusentladung eine thermische Ausbeute $Y_{th} \approx 4 \cdot 10^7$ Neutronen, was etwa 1 % der gemessenen Gesamtausbeute ist [10].

Aufgrund der abgeschätzten Pinchdaten (Abschnitt 3.4) ($t = 20$ ns, $nkT = 10^{29}$ bis 10^{30} eVm^{-3}, $V \approx 10^{-10} m^3$, $T \approx 10$ keV) kann der thermische Anteil bei SPEED 1 bis zu 10 % der Gesamtausbeute betragen. (Die Temperatur von 10 keV ergibt sich bei Annahme einer Dichte von $10^{26} m^{-3}$ und $T_e = T_i$.)
Ein rein thermonukleares Modell kann die Neutronenproduktion weder bei konventionellen Foki noch bei SPEED 1 erklären.

Beim axialen beam-target-Modell trifft ein monoenergetischer, achsenparalleler Deuteronenstrahl auf die (ruhenden) Deuteronen des Pinches, des Hintergrundplasmas und auf das Deuteriumfüllgas und produziert Neutronen. Die Ausbeute errechnet sich zu

$$Y_{bt} = N_D \cdot n_D \cdot \sigma \cdot \Delta Z, \qquad (16)$$

wobei N_D die Anzahl der Deuteronen im Strahl, n_D die Targetdichte, σ der Reaktionsquerschnitt und ΔZ die Reaktionslänge sind.

Der Deuteronenstrahl wird im Pinchplasma durch das elektrische Axialfeld generiert, das infolge m = o Instabilitäten und anomaler Widerstandserhöhung entsteht.

Im Plasmafokus ist jedoch weder ein monoenergetischer noch ein monodirektionaler Deuteronenstrahl wegen der Pinchstruktur realistisch. Zwar erklärt ein solcher Strahl der passenden Deuteronenenergie (120 keV) die Energieanisotropie der Spektren (SO 2,45 MeV; EO 2,9 MeV); er ist aber nicht konsistent mit der Halbwertsbreite des SO-Spektrums.

Deshalb werden sogenannte konische beam-target-Modelle diskutiert [10, 12], bei denen die Deuteronen Geschwindigkeitskomponenten senkrecht zur Achse besitzen (50 keV), die das gemessene, verbreiterte SO-Spektrum erklären.

Wegen der gemessenen (geringen) Fluenzanisotropie (A = 1 ... 1,6) kann dieser Mechanismus jedoch keinen sehr großen Beitrag zur Gesamtausbeute liefern, weil bei Strahlenergien von 100 keV bis 200 keV Anisotropiewerte von 2,2 bis 3 auftreten müßten. Besonders deutlich wird der Widerspruch bei größeren Plasmafokusmaschinen, wo aus einer ortsfesten, axial nur wenige cm ausgedehnten Quelle die Neutronen fluenzisotrop (A ≈ 1) und energieanisotrop (SO 2,45 MeV, EO 2,9 MeV) emittiert werden.

Deshalb wurden Modelle vorgeschlagen [11, 33], wonach 100 keV-Deuteronen in geschlossenen Konfigurationen (Plasmablobs, Turbulenzpaketen) für die Produktionsdauer

gefangen sind (particle trapping). Hinweise darauf lieferte u. a. der Nachweis von 14,1 MeV-Neutronen (siehe Gl 12) aus dem Pinchgebiet [34], deren Gesamtzahl durch einen 1 MeV-Tritonenstrahl aus dem Reaktionsgebiet wegen der langen Relaxationszeit dieser hochenergetischen Teilchen (µs) nicht erklärt werden kann.

Aus neueren Messungen an einer konventionellen Maschine [11,34] wird eine Quellstruktur abgeleitet, welche die Inkonsistenz der bisherigen Modelle beseitigt:

- anodennahes fixes Hauptquellgebiet (Ausdehnung 3 bis 5 cm) mit azimutalen Deuteronenströmen (100 keV) im Pinchplasma, die etwa 70 % der Neutronen produzieren mit einer Fluenzanisotropie $A \leq 1$. Zusätzlicher axialer Deuteronenstrahl (100 keV), der im Hauptquellgebiet 10 bis 15 % der Neutronen produziert mit einer Fluenzanisotropie von 2,2. Diese Hauptquelle emittiert die Neutronen fluenzisotrop ($A = 1$) und energieanisotrop.

- sekundäres Quellgebiet ($z > 5$ cm), in dem ein 100 keV-Deuteronenstrahl (eventuell konisch) etwa 20 % der Neutronen mit der Fluenzanisotropie von 2,2 erzeugt. Der Anteil aus diesem Gebiet kann sich bei kleineren Maschinen auf über 50 % der Gesamtausbeute erhöhen, was die höhere Fluenzanisotropie $A = 1,6$ erklärt.

Über die Herkunft des azimutalen Deuteronenstroms wird nichts ausgesagt.

Obwohl SPEED 1 eine ähnliche Quellstruktur (axiale Ausdehnung, Produktionsanteile, Anisotropie) aufweist wie der konventionelle Vergleichsfokus (siehe Tabelle 6), bleiben folgende Abweichungen bestehen:

- die Neutronenproduktion beginnt in der Nähe des minimalen Pinchradius, bevor die Pinchspannung einsetzt.
- bei Hochdruckentladungen (p_{D_2} > 5 mbar) und beim Entladungstyp 2 werden Neutronen produziert ohne auftretende Pinchspannung
- Mehrfachpulse im Neutronensignal werden beobachtet ohne Pinchspannung bzw. ohne Mehrfachpulse der Pinchspannung
- m = o - Instabilitäten, in [10] zur unabdingbaren Voraussetzung der Neutronenproduktion erklärt, wurden bei SPEED 1 bislang nicht beobachtet
- Das SO-Spektrum von SPEED 1 zeigt ein Hohlprofil bei 2,45 MeV.

Aus [35] ist bekannt, daß ein monoenergetischer Deuteronenstrahl, der einen Winkel zur Achse bildet, ein Hohlprofil im SO-Spektrum erzeugt. In [12] wurde für einen achssenkrechten 40 keV-Deuteronenstrahl ein Hohlprofil des SO-Spektrums berechnet, dessen Intensitätsmaxima etwa bei denselben Energien auftreten wie die des SPEED 1-SO-Spektrums.

Bei SPEED 1 scheinen somit achssenkrechte Deuteronenkomponenten intensiver an der Neutronenproduktion beteiligt zu sein als bei der konventionellen Maschine, die kein Hohlprofil aufweist (Abb. 18b).

Der Produktionsanteil, der aufgrund eines axialen Strahls erzeugt wird, setzt bei SPEED 1 offenbar später ein. Dies kann man aus dem späteren Auftreten des Spannungsspikes, der harten Röntgenstrahlung ($\geq$ 20 ns) und dem Zeitverlauf der Anisotropie folgern. Es überlagern sich zwei unabhängige Produktionsmechanismen, die bei SPEED 1 zeitlich nacheinander einsetzen:

- ein erster, der vor Erreichen des minimalen Pinchradius einsetzt und achssenkrechte Geschwindigkeitskomponenten der reagierenden Deuteronen besitzt,
- ein zweiter, der mit der Pinchspannung korreliert zu sein scheint und aufgrund axial beschleunigter Deuteronen (Runaway-Deuteronen [10]) einsetzt.

Dies wird gestützt durch die Beobachtung, daß bei axial eingeschränktem Produktionsgebiet die Ausbeute um etwa den Faktor 2 zurückgeht, während bei höherem Fülldruck, wo keine Pinchspannung auftritt, kein Unterschied in Ausbeute und Fluenzanisotropie zum Normalbetrieb feststellbar ist.

Da beim Hochdruckbetrieb des Entladungstyps 1 und beim Entladungstyp 2 im ganzen Druckbereich keine Pinchspannung auftritt, wäre die Messung von Neutronenspektren besonders aufschlußreich, weil hier wahrscheinlich nur

der primäre Produktionsmechanismus erfaßt wird.

Dieser primäre Mechanismus scheint eng mit der Pinchdynamik verknüpft zu sein, denn der Zeitabstand der Mehrfachpulse im Neutronensignal stimmt recht gut mit dem der Schwingungen im $\dot{I}$-Signal in der Pinchphase beim Entladungstyp 2 überein (50 ns). (Eine Verwechslung dieser Schwingungen mit den Kollektorschwingungen bei Entladungsbeginn und in der Nachfokusphase (siehe Abb. 10 und 14) ist wegen der längeren Periodendauer (80 ns) ausgeschlossen).

(Dieses Bild der Produktionsmechanismen wird möglicherweise durch einen weiteren Mechanismus getrübt, der sich gelegentlich bei Emissionsbeginn in einem Spike sehr harter Röntgenstrahlung zeigt. Möglicherweise ist dieser Beschleunigungsmechanismus verantwortlich für den hochenergetischen Anteil des EO-Spektrums bei 3,6 MeV (Deuteronenenergie 600 keV). Offen ist, ob sich damit auch die bei SPEED 1 gemessenen Deuteronenenergien von $\geq$ MeV [37] erklären lassen oder ob dafür andere Mechanismen (Mikroinstabilitäten, Mikroturbulenzen etc. [10]) infrage kommen.)

4.3.2 Modell der Plasmaschicht

In Abb 22 ist schematisch ein Ausschnitt aus der entlang der Oberfläche der IE mit der Geschwindigkeit v laufenden Plasmaschicht dargestellt. Unter Plasmaschicht soll der Bereich d_p verstanden werden, in dem ein vollioni-

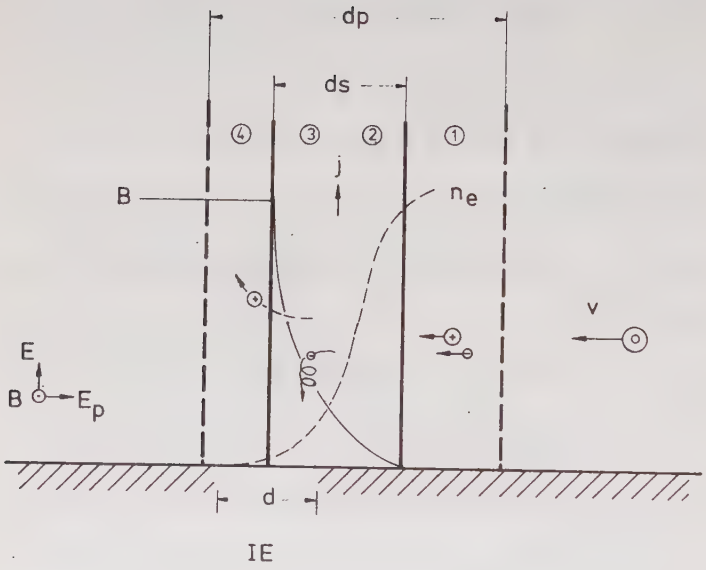


Abb. 22: Modell der Plasmaschicht (anodennaher Ausschnitt)

siertes Plasma mit einer Teilchendichte $n \geq 10^{20} m^{-3}$ vorliegt. Das im mitbewegten System mit der Geschwindigkeit v in die Schicht eintretende Neutralgas wird in der Stoßfront vollständig ionisiert.

Als Stromschicht d_s wird der Bereich der Plasmaschicht bezeichnet, innerhalb dessen das hinter der Schicht vorhandene Magnetfeld B in Achsrichtung zu Null wird ($\nabla B < 0$).

Die in die Plasmaschicht eintretenden Teilchen übertragen ihren Impuls per Coulombstöße auf die Plasmateilchen. Der Gesamtimpuls der Teilchen wird innerhalb der Stromschicht auf die fast vollständig den Strom tragenden Elektronen übertragen, die ihn per Driftbewegung (Stromdichte j) auf das treibende Magnetfeld weitergeben.

Im mitbewegten System werden die Teilchen somit über die den Strom tragenden Elektronen vom Magnetfeld abgestoppt, im Laborsystem werden die Teilchen über die den Strom tragenden Elektronen vom Magnetfeld beschleunigt ($\vec{j} \times \vec{B}$ - Kräfte).

Die Dicke der Stromschicht ds ist durch die bei der Zündung herrschenden Bedingungen festgelegt (siehe Kapitel 3), die der Plasmaschicht vor der Stromschicht hängt außerdem davon ab, wie weit sich die Stoßwelle zum betrachteten Zeitpunkt von der Stromschicht (magnetischer Kolben) abgelöst hat.

Innerhalb der Plasmaschicht lassen sich vier Bereiche unterscheiden:

Bereich 1: Feldfreies, stoßbestimmtes Plasma ($\lambda_{ei} << d_p$)

Bereich 2: Stromführendes, stoßbestimmtes ($\omega < \nu \sim nT^{-3/2}$), quasineutrales Plasma

Bereich 3: Magnetisiertes, stromstarkes, elektronenstoßfreies ($\omega_e > \nu_{ee}$, $\omega_i \lesssim \nu_{ii}$) Plasma mit lokal gestörter Quasineutralität ($n_e \gtrsim n_i$)

Bereich 4: Magnetisiertes, stromloses, stoßfreies ($\omega_i > \nu_{ii}$) Plasma mit gestörter Quasineutralität ($n_i \gtrsim n_e$, $n_e < 10^{20} m^{-3}$)

Die fast den gesamten Strom tragenden, stoßfrei gyrierenden Elektronen des Bereiches 3 müssen den Impuls, den sie vom Magnetfeld erfahren, über ein in dieser Randzone (Teilbereiche 3 und 4) entstehendes elektrisches Polarisationsfeld E_p auf die Deuteronen übertragen, die wegen ihrer Masse über die Stromschicht hinaus in den Bereich 4 eindringen. In [19] wurden mit elektrischen Doppelsonden im Laufbereich Spannungen ($U_p = E_p \cdot d$) von etwa 200 V gemessen, die einer Axialgeschwindigkeit $v_z = 1{,}5 \cdot 10^5 m/s$ entsprechen [$v_z = (2e\, U_p/M)^{1/2}$]. Wäre die Größe dieses Polarisationsfeldes bekannt, könnte die Dicke d dieses Bereiches berechnet werden. Umgekehrt wäre das Polarisationsfeld aus der Poissongleichung zu berechnen, wenn die Ladungsverteilung in dieser Randzone bekannt wäre. Diese Größen sind jedoch meßtechnisch kaum zugänglich.

Nach [1] herrscht im Magnetfeld hinter der Plasmaschicht eine gegenüber der Füllgasdichte um vier Größenordnungen geringere Massendichte. Deshalb wird angenommen, daß im Bereich 3 die mittlere Elektronendichte $\bar{n}_e$ geringer ist (1 bis 2 Größenordnungen) als in den Bereichen 1 und 2 ($n_e = 10^{24} m^{-3}$), d. h. wenige Elektronen tragen den Strom. Da außerdem die Elektronentemperatur in diesem Bereich hoch ist ($T_e \geq 10$ eV), kann mit stoßfreier Gyration der Teilchen gerechnet werden. Deshalb soll im folgenden angenommen werden, daß die Deuteronen in dieser Randzone (Bereiche 3 und 4) innerhalb einer Dicke $d \approx c/\omega_{pi} = c\left(\frac{\varepsilon_o \cdot M}{n \cdot e^2}\right)^{1/2}$ stoßfrei gyrieren [16], wobei c die Lichtgeschwindigkeit, M die Deuteronenmasse, ε_o die Dielektrizitätskonstante des Vakuums, n die Teilchendichte dieser Randzone und e die Elementarladung ist. Da $n \sim p$ (Fülldruck p) und $d \sim n^{-1/2}$ folgt, daß die Teilchenzahl pro Fläche in dieser Randschicht $N = n \cdot d \sim p^{1/2}$ ist. Bei zunehmendem Fülldruck p befinden sich trotz abnehmender Dicke d mehr Teilchen in dieser Randschicht.

Mit Fülldichte (10^{23} bis $10^{24} m^{-3}$) gerechnet, ergeben sich für d = 4 bis 2 mm. Dies entspricht etwa dem Gyrationsdurchmesser zu Beginn der Kompressionsphase ($v_r = 2$ bis $3 \cdot 10^5$ m/s, B ≈ 3 bis 4 Tesla).

Die Dicke des Bereiches 1 bestimmt bei gegebener Dichte und Temperatur den während der Kompression der Schicht auf der Achse erreichbaren minimalen Pinchradius. Von der Leitfähigkeit der Stromschicht ($\sigma \sim T^{3/2}$) hängt es ab,

ob während Lauf- und Kompressionsphase das Magnetfeld nennenswert in die Plasmaschicht diffundiert ($\tau_{Diff} \sim \sigma$), d. h. ob es eine Relativbewegung von Magnetfeld und Plasma gibt.

4.3.3. Modell der Deuteronenbeschleunigung

Deuteronen, die in dieser Randzone der Plasmaschicht stoßfrei gyrieren, können ihr magnetisches Moment

$$\mu = \tfrac{1}{2}\, Mv_\perp^2/B = \text{const.} \qquad (17)$$

erhalten, falls die Anstiegszeit des Magnetfeldes τ_B lang gegen die Gyrationszeit ist, d. h. falls $\omega\tau_B \gg 1$. Außer der Stoßfreiheit in dieser Randzone muß für die gyrierenden Deuteronen gelten:

$$r_L = \frac{Mv_\perp}{eB} \leq d/2. \qquad (18)$$

Bei gegebener Geschwindigkeit $v_\perp$ ergibt sich aus Gl(18) eine untere Grenzfeldstärke B_G für den Deuteroneneinfang ($v_\perp$ = 1,5 bis 3 · 10^5m/s, B = 1,5 bis 3 $\frac{V_s}{m^2}$ liefern r_L = 2 mm). Deuteronen mit kleinen Geschwindigkeitskomponenten senkrecht zum B-Feld dringen nicht in diese stoßfreie Randzone vor, so daß die Wahrscheinlichkeit für deren Einfang gering ist. Es ist für den Deuteroneneinfang allerdings auch eine obere Grenze für das Magnetfeld denkbar, weil bei konstanter Dicke der Randzone die Deuteronen mit steigendem Magnetfeld bereits im Bereich 2 der Plasmaschicht gyrieren würden, wo sie aber bei gleicher Temperatur und Dichte mehr Stöße erleiden.

Bei diesem Beschleunigungsmechanismus hängt die Deuteronenenergie zum Pinchzeitpunkt nur vom Verhältnis der Pinchfeldstärke zur Feldstärke beim Einfang und der Anfangsenergie W_{Do} ab.

$$W_D = W_{Do}\, B/B_o. \qquad (19)$$

Die stoßfreien Elektronen nehmen an diesem Prozeß nur während ihrer Aufenthaltsdauer in diesem Bereich teil, den sie per Driftbewegung v_r gegen die Stromrichtung verlassen.
Die Driftbewegung der stoßfreien Deuteronen ist dagegen um fast 2 Größenordnungen langsamer. Außerdem erfahren die magnetisierten Deuteronen in Bereich 4 eine $\vec{E}_p \times \vec{B}$ - Drift gegen die Stromrichtung, die von der Größe des Polarisationsfeldes E_p abhängt.

Da der Einfang mit der größten Relativgeschwindigkeit senkrecht zum B-Feld am wahrscheinlichsten ist, kann wegen der konstanten Schichtgeschwindigkeit in Lauf- und Kompressionsphase W_{Do} = 0,4 bis 1 keV angenommen werden. Werden die Deuteronen erst in der Kompressionsphase gefangen, hängt ihre Endenergie nur vom Kompressionsverhältnis r_o/r und damit vom erreichbaren Pinchradius ab. Konventionelle Maschinen vergleichbarer Speicherenergie erreichen bis zur dichten Phase ein Kompressionsverhältnis r_o/r = 5 bis 10 [10] und daher Deuteronenenergien W_o von höchstens 5 bis 10 keV (falls die Beschleunigung nach diesem Mechanismus überhaupt eine Rolle spielt). Bei SPEED 1 sind aber wegen der kleinen Pinchradien und dem u. U. früher beginnenden Teilcheneinfang

Deuteronenenergien am Ende der Kompressionsphase W_D = 40 bis 200 keV denkbar.

Allerdings kann die Beschleunigung nur stattfinden, solange der Gyroradius klein gegen den Pinchradius, d. h. $r_L/r < 1$ ist, weil sich andernfalls die Randschichten durchsetzen würden. Diese Bedingung ist bei SPEED 1 bis zu Pinchradien von etwa 0,2 mm erfüllt ($r_L/r \sim r^{-1/2}$).

Da der Wirkungsquerschnitt im Energiebereich 10 bis 50 keV mit etwa der vierten Potenz der Relativenergie der Stoßpartner ansteigt und erst oberhalb 20 keV ausreichend groß ist, so daß nachweisbar Neutronen produziert werden, ist verständlich, warum bei konventionellen Maschinen erst bei den kleinen Dimensionen der m = 0 Abschnürungen im Pinch, bei SPEED 1 aber bereits am Ende der Kompressionsphase Neutronen produziert werden.

Ob dieser Prozeß (beam-beam und beam-target) einen nennenswerten Beitrag zur Neutronenproduktion liefert oder ob er gegenüber der axialen beam-target Produktion vernachlässigbar ist, bei der die Deuteronen in axialen E-Feldern beschleunigt werden [10, 35], soll im folgenden abgeschätzt werden.

4.3.4 Modell der Neutronenproduktion

Wegen der Krümmung der Plasmaschicht und der Abhängigkeit des B-Feldes vom Radius r ist der Schichtbereich in der Nähe der Innenelektrode für den Deuteroneneinfang begünstigt. Unter der Annahme, daß etwa 10^{-2}m Schichtlänge den Pinch bilden, können bei einer Randschichtdicke d ≈ 4 mm, einer Teilchendichte $n_D = 10^{22}$ bis $10^{23} m^{-3}$ und einem Volumen $V_o = 5 \cdot 10^{-6} m^3$ etwa $5 \cdot 10^{16}$ bis $5 \cdot 10^{17}$ gefangen sein. Würden alle Teilchen auf W_D = 100 keV beschleunigt, so enthielte diese Randschicht insgesamt eine kinetische Energie der Deuteronen von 0,8 bis 8 kj. Aus Abb. 15 kann man abschätzen, daß kaum mehr als 4 kJ der Feldenergie in kinetische Energie der Teilchen gewandelt werden, so daß aus Gründen der Energiebilanz im Mittel nur wenig mehr als 10^{17} Teilchen beteiligt sein können.

Während der Teilchenbeschleunigung verkleinern sich die Gyrationsradien mit ansteigendem Magnetfeld $r_L \sim B^{-1/2}$. Die "Schichtdicke" $2r_L$ der gyrierenden Deuteronen nimmt mit der Wurzel ihres "Kompressionsverhältnisses" ab. In der Kompressionsphase nimmt somit ihre Dichte mit abnehmendem Radius der Plasmaschicht $n_D \sim r^{-3/2}$ zu. Bei einem Kompressionsverhältnis von 1 : 100 und einer Teilchendichte von 10^{22} bis $10^{23} m^{-3}$ bei Kompressionsbeginn ergeben sich Dichten der gyrierenden Deuteronen von 10^{25} (bis $10^{26} m^{-3}$) am Ende der Kompressionsphase bei SPEED 1, wenn alle Deuteronen im Volumen verbleiben.

Da die Deuteronen untereinander und mit den Deuteronen des Randschichtplasmas wechselwirken, die als ruhend angesehen werden, wird Gl(16) in einen beam-target-Prozeß

$$Y_{bt} = N_D \cdot n_{Do} \cdot \bar{\sigma} \cdot v_D \cdot \tau \qquad (20)$$

und einen beam-beam-Prozeß

$$Y_{bb} = \frac{n_D^2}{2} \cdot \bar{\sigma} \cdot V \cdot v_D \cdot \tau \qquad (21)$$

umgeschrieben, wobei mit $v_D\tau = \Delta Z$ die Reaktionsweglänge durch die Geschwindigkeit der gyrierenden Deuteronen v_D und Lebensdauer des Pinches τ ersetzt wurde.
Die Dichte der nicht stoßfrei gyrierenden Deuteronen des Umgebungsplasmas wurde mit n_{Do} bezeichnet, $\bar{\sigma}$ ist der mittlere Wirkungsquerschnitt und V das komprimierte Randschichtvolumen ($V = V_o \cdot (r/r_o)^{3/2}$).

Mit $N_D = 10^{17}$, $n_{Do} = 10^{23} m^{-3}$, $v_D = 3 \cdot 10^6 m/s$ (100 keV-Deuteronen), $\bar{\sigma} = 10^{-30} m^2$ und $\tau = 20$ ns ergeben sich aus Gl.(20) $Y_{bt} \lesssim 10^9$ Neutronen.

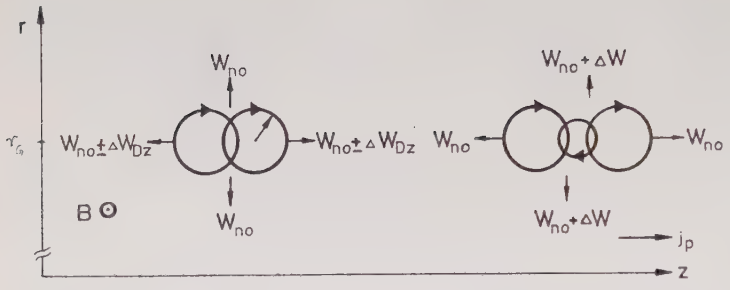
Da die Daten (v_D und damit $\bar{\sigma}$) für den beam-target-Prozeß eher zu optimistisch angenommen wurden, scheint dieser Mechanismus für die primäre Quelle keinen nennenswerten Beitrag zur Ausbeute zu liefern.

Setzt man in Gl(21) die Dichte der komprimierten Randschicht $n_D = 10^{25}$ (bis $10^{26} m^{-3}$), den Wirkungsquerschnitt des beam-beam-Prozesses (200 keV!) $\bar{\sigma} = 3 \cdot 10^{-30} m^2$ und als Volumen $V = 5 \cdot 10^{-9} m^3$ ein, so erhält man $Y = 5 \cdot 10^{10}$ (bis $5 \cdot 10^{12}$) Neutronen aus diesem Prozeß.

Nach dieser groben Abschätzung kann der beam-target-Mechanismus dieser gyrierenden Deuteronen allein die Ausbeuten nicht erklären, bei der gleichzeitig stattfindenden beam-beam-Wechselwirkung erhält man hingegen eher zu hohe Werte. Das kann daran liegen, daß die Teilchendichte n_D, das Kompressionsverhältnis und damit die Deuteronenenergie und/oder der mittlere Wirkungsquerschnitt zu hoch angesetzt wurden.

Deshalb soll der beam-beam-Prozeß etwas genauer untersucht werden.

Betrachtet man Führungszentren der gyrierenden Deuteronen auf einem Zylindermantel um die Z-Achse mit $r = r_G = \text{const.}$ und nimmt als Bahnkurven Kreise an, so ergeben sich im allgemeinen Fall überlappende Kreise verschiedener Gyroradien. Setzt man außerdem etwa gleiches Kompressionsverhältnis, d. h. gleiche Energie W_{D_o} dieser Deuteronen voraus, so ergeben sich die in Abb. 23 a) schematisch dargestellten Gyrationskreise für den Fall, daß die Innenelektrode Anode



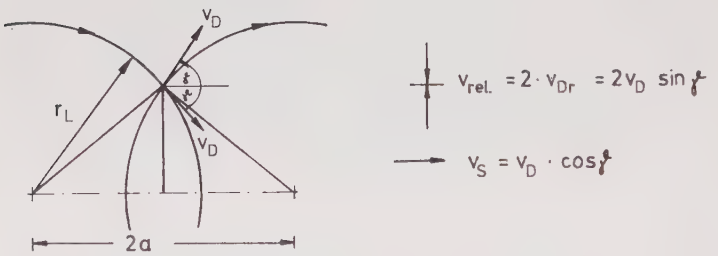


Abb. 23: Stoßwechselwirkung gyrierender Deutronen

a) Überlappung der Gyrationsbahnen (Kreise) und radiale bzw. axiale Energiekomponenten (W_{no} Reaktionsenergie 2,45 MeV)

b) Relativ (v_{rel})- und Schwerpunktsgeschwindigkeit (v_s) der Stoßpartner bei gleichem Gyroradius

und das azimutale Eigenmagnetfeld des Stromes innerhalb der Kreisfläche konstant ist (dies gilt eigentlich nur für $r >> r_L$).

Im allgemeinen überlappen sich die Kreisbahnen. Nur im Spezialfall der Kreisberührung kommt es zum zentralen Stoß mit der Relativgeschwindigkeit $v_{rel} = 2\, v_D$ und der Schwerpunktsgeschwindigkeit $v_s = 0$. Im Fall der konzentrischen Bewegung um ein und dasselbe Führungszentrum stoßen die Deuteronen gar nicht, d. h. $v_{rel} = 0$.

Die Stoßpartner besitzen die Relativgeschwindigkeit $v_{rel} = 2 \cdot v_D \sin \gamma$ und die Schwerpunktsgeschwindigkeit $v_s = v_D \cos \gamma$ senkrecht zur Stoßrichtung (Abb. 23b).

Mit dem Abstand der Führungszentren 2a ergibt sich für den Winkel γ die Beziehung

$$\tan \gamma = \frac{a}{(r_L^2 - a^2)^{1/2}} = [(\frac{r_L}{a})^2 - 1]^{-1/2}$$

und damit für

$$v_{Dr} = v_D \sin (\arctan [(\frac{r_L}{a})^2 - 1]^{-1/2}).$$

Die Deuteronenenergiekomponente in r-Richtung lautet

$$W_{Dr} = \frac{1}{2} M v_{Dr}^2 = W_D \sin^2 (\arctan [(\frac{r_L}{a})^2 - 1]^{-1/2}), \qquad (22a)$$

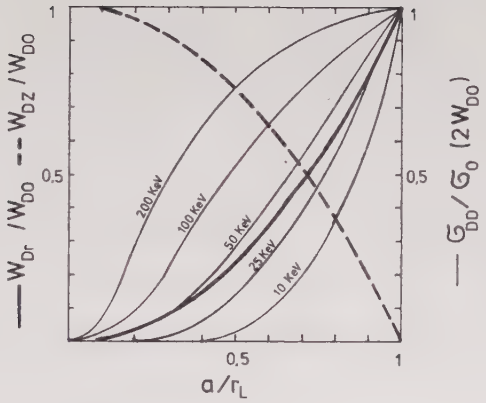
die Schwerpunktsenergie der Stoßpartner senkrecht zur Stoßrichtung

$$W_{DZ} = W_D \cos^2 (\arctan [(\frac{r_L}{a})^2 - 1]^{-1/2}). \qquad (22b)$$

Diese Funktionen sind normiert auf W_D in Abb. 24 über dem normierten halben Abstand der Führungszentren dargestellt. Mit aufgetragen ist der normierte Wirkungsquerschnitt für die zweifache Stoßenergie $W_{Drel} = 2W_{Dr}$. Parameter ist die Deuteronenenergie W_D.

Man erkennt, daß die Stoßwahrscheinlichkeit der Deuteronen mit zunehmender Überlappung rasch sinkt. Außerdem ist zu beachten, daß der Stoßquerschnitt σ_o (2 · 10 keV) bereits mehr als 2 Größenordnungen kleiner ist als σ_o (2 · 200 keV). Für W_D = 100 keV läßt sich aus Abb. 24 ein mittlerer Wirkungsquerschnitt von $\bar{\sigma}_{100\ keV} \approx 1{,}5 \cdot 10^{-30} m^2$ für etwa 70 % der gyrierenden Deuteronen ermitteln. Das ergibt gegenüber der groben Schätzung eine um etwa den Faktor 3 geringere Ausbeute. Der Einfluß der Überlappung ist bei dieser Deuteronenenergie wegen des Wirkungsquerschnitts gering. Das verschlechtert sich, wenn das Kompressionsverhältnis geringer ist. Trotzdem ist der beam-beam-Mechanismus effizienter als die beam-target-Wechselwirkung, weil die Relativenergiendas Doppelte der Deuteronenenergie W_D betragen, was sich im Energiebereich 10 bis 50 keV stark im Wirkungsquerschnitt auswirkt (im unteren Bereich etwa 2 Größenordnungen).

Bisher wurde nicht berücksichtigt, daß sich die Gyrationskreise unterschiedlicher Radien axial (Abb. 23 a) und in r-Richtung überlappen können. Für die Überlappung in r-Richtung läßt allerdings die Dünne der Randschicht nicht viel Spielraum. Deuteronen, die relativ spät (z. B. in der Kompressionsphase) eingefangen werden,



$2\,W_{Do}$/keV	20	50	100	200	400
$\sigma_o/10^{-2}$barn	0,026	0,44	1,48	2,8	3,67

Abb. 24: Stoß- und Schwerpunktsenergie (normiert) gyrierender Deuteronen sowie der normierte Stoßquerschnitt der D-D-Reaktion.

besitzen zwar den kleineren Gyroradius r_L, aber auch die geringere Energie W_D, weil die Kompressionsgeschwindigkeit der Schicht etwa konstant, das Kompressionsverhältnis aber geringer ist als für Deuteronen, die früher gefangen wurden. Bei dieser Überlappung treten Schwerpunktsgeschwindigkeiten der Reaktionspartner parallel und senkrecht zur Stoßrichtung auf.

Die gyrierenden Deuteronen besitzen einen Freiheitsgrad für die Bewegung parallel zum B-Feld, d. h. sie können ungehindert entlang der azimutalen Feldlinien driften infolge z. B. Feldgradienten ($F_{\parallel} = - \mu \nabla B$) oder feldlinienparalleler Geschwindigkeitskomponenten beim Einfang.

Da der Wirkungsquerschnitt für Fusionsstöße für Deuteronenenergien $W_D > 100$ keV nicht mehr stark ansteigt, wäre es günstiger, das Kompressionsverhältnis z. B. über den Fülldruck zu begrenzen und dafür den Pinch länger zu stabilisieren. Seine Kurzlebigkeit verdankt der Pinch der schlechten Schichtstruktur bei konventionellen Maschinen und dem hohen Kompressionsverhältnis des Entladungstyps 1 bei SPEED 1. Beides führt zusätzlich zur Pinchspannung durch anomale Widerstandszunahme und damit zur Generierung von Teilchenstrahlen, die den sekundären Mechanismus, nämlich die axiale beam-target-Produktion starten.

Die Ausbeuten lassen sich somit durch den primären Mechanismus der Neutronenproduktion erklären.

Ist dieser Mechanismus auch konsistent mit den gemessenen Spektren?

Aus Abb. 23 a) b) folgt, daß die Überlappung der Bahnen gleicher Gyroradien in Achsrichtung zu Schwerpunktsgeschwindigkeitskomponenten senkrecht zur Stoßrichtung nur in positiver und negativer z-Richtung führt. Dies ergibt lediglich eine Verbreiterung der EO-Linie bei 2,45 MeV um $\pm W_{DZ}$ (Gl. 22b). Das SO-Spektrum erhält aus diesem Prozeß keine Verbreiterung, es ergibt sich eine Linie bei 2,45 MeV.

Bei Stößen von Teilchen, die auf Kreisen verschiedener Gyroradien laufen, führen die Schwerpunktsgeschwindigkeiten in Stoßrichtung zur Verbreiterung der Linien im SO- und EO-Spektrum. Vernachlässigt man die radiale Überlappung, so ergeben sich überwiegend radiale Komponenten, welche die SO-Linie verbreitern ($\geq$ 200 keV).

Zu dieser Verbreiterung im SO-Spektrum tragen auch mögliche Azimutalkomponenten bei. Diese primäre Neutronenquelle kann somit zwar das Hohlprofil mit der gemessenen Verbreiterung im SO-Spektrum erzeugen, aber die EO-Spektren unter 0° und 180° zur Z-Achse sind zur 2,45 MeV-Linie symmetrisch mit geringer Verbreiterung ($\pm W_{DZ}$). Die Fluenzanisotropie liegt wegen der vorherrschenden Radialkomponenten bei $A \lesssim 1$.

Messungen an konventionellen Maschinen [16], die stets eine Linie bei 2,8 MeV in EO-Spektren zeigen, passen nicht

in dieses Bild. Bedenkt man aber, daß bei klassischen Entladungen immer ein axialer Strahl auftritt, der die sekundäre Quelle möglicherweise zur Hauptquelle macht (auch bei geringer axialer Ausdehnung), so ist die Energieanisotropie klassischer Spektren verständlich.

Auch die Spektren des Entladungstyps 1 bei SPEED 1 zeigen diese Energieanisotropie, weil sie von starken Strahlanteilen in positiver Z-Richtung geprägt sind.

Aufgrund dieser Analyse wird für die Neutronenquellen der Pinchplasmen folgende Struktur postuliert:

- eine primäre, auf die Pinchlänge beschränkte Quelle emittiert Neutronen vorzugsweise aus einem beam-beam-Prozeß energie- und fluenzisotrop. Dieser Prozeß beruht auf der Wechselwirkung gyrierender schneller Deuteronen untereinander. Die Energiespektren sind in Achsrichtung weniger verbreitert als senkrecht zu Achse.

  Diesem Prozeß ist ein schwächerer beam-target-Prozeß unterlagert, der auf der Wechselwirkung der gyrierenden schnellen Deuteronen mit "langsamen" Deuteronen der Umgebung basiert.

- eine sekundäre, axial über das Pinchgebiet hinaus ausgedehnte Quelle emittiert Neutronen aus einem axialen beam-target-Prozeß mit ausgeprägter Energieanisotropie und, abhängig vom Produktionsanteil dieser Quelle, mehr oder weniger starker Fluenzanisotropie. Dieser Prozeß beruht auf der Wechselwirkung axialer schneller

Strahldeuteronen (event. konischer Strahl) mit den langsamen Deuteronen des Pinchplasmas oder des Hintergrundgases. Der Strahl wird von axialen elektrischen Feldern (Pinchspannung) zum Pinchzeitpunkt generiert [10].

Bei konventionellen Maschinen emittieren beide Quellen nahezu simultan mit von den Betriebsbedingungen (Pinchstrom I_p, Schichtqualität, Fülldruck) abhängigen Anteilen an der Gesamtproduktion.

Bei SPEED 1 beginnt die Emission aus beiden Quellen um etwa 10 bis 20 ns zeitversetzt. Die Anteile an der Gesamtproduktion hängen vom Entladungstyp ab.

In Abb. 25 sind die Spektren der beiden Quellen schematisch dargestellt. Die durchgezogenen Linien geben die Spektrenmitten, die gestrichelten die Verbreiterung dieser Linien an. Die Lage der gestrichelten Verbreiterungslinien der primären Quelle (Abb. 25 a) ist willkürlich gewählt. Die Lage der Linie im EO-Spektrum der sekundären Quelle (Abb. 25 b) hängt ab von der Energie des axialen Strahls. Die Lage der gestrichelt eingezeichneten Flanken wurde ebenfalls willkürlich gewählt. Die SO-Verbreiterung geht auf achssenkrechte Energiekomponenten z. B. eines in Achsrichtung konischen Strahls zurück. (Die geringe Verschiebung der SO-Linie aufgrund des Axialstrahls wurde vernachlässigt).

Bisher bekannte Neutronenenergiespektren von Fokusentladungen sind Kombinationen der Spektren beider Quellen. Bei konventionellen Maschinen ist der beam-target-Mechanismus

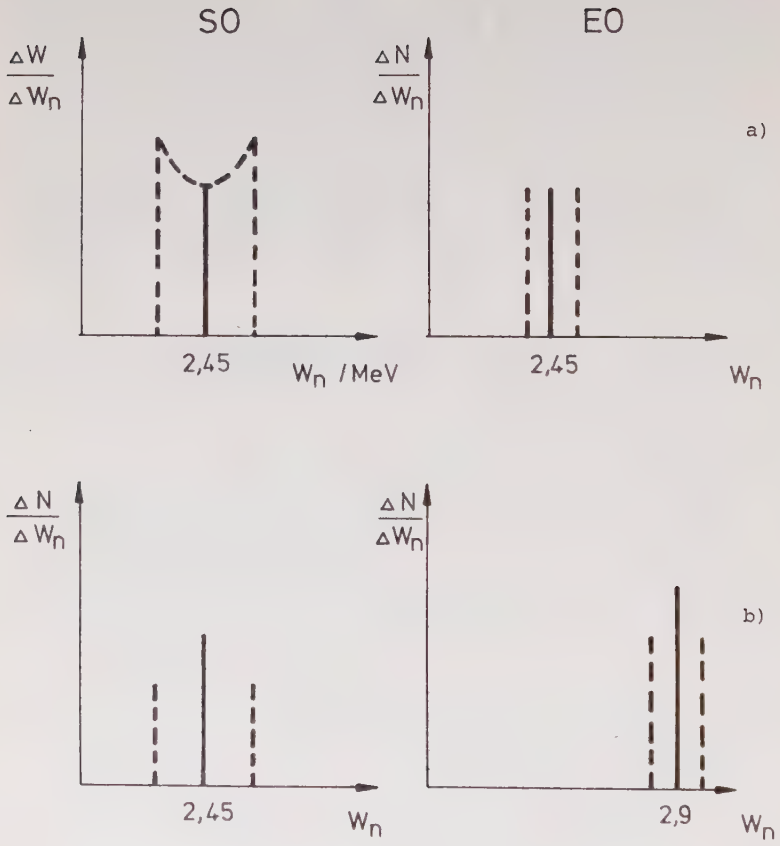


Abb. 25: Modellspektren

a) primäre Quelle (beam-beam-Prozeß)

b) sekundäre Quelle (axialer beam-target-Prozeß)

vorherrschend: im Hochdruckbereich überwiegt der Produktionsanteil der primären Quelle, bei Niederdruckentladungen der Anteil des Axialstrahls der sekundären Quelle. Auch in der primären Quelle ist stets ein axialer Strahlanteil vorhanden, so daß trotz nahezu Fluenzisotropie Energieanisotropie, jedoch kein Hohlprofil in den SO-Spektren beobachtet wird (der Axialstrahl von 100 keV füllt das Hohlprofil bei 2,5 MeV auf).

Bei SPEED 1 ist in der primären Quelle der beam-beam-Mechanismus dominant. Bei Niederdruckentladungen (Typ 1) produziert der sekundäre (konische) beam-target-Mechanismus etwa 50 % der Neutronen bei großer axialer Quellausdehnung. Der Einfluß der primären Quelle manifestiert sich in SO-Spektren mit dem Hohlprofil, der der sekundären Quelle in der Energieanisotropie und der hochenergetischen Flanke im EO-Spektrum.

Die unbekannten Spektren von Hochdruckentladungen sowie Spektren des Entladungstyps 2 von SPEED 1 lassen sich mit Hilfe der Modellvorstellungen vorhersagen:

- Hochdruckentladungen zeigen infolge der Dominanz der primären Quelle und des geringeren Kompressionsverhältnisses ein wenig verbreitertes ($\leq$ 400 keV) SO-Spektrum mit Hohlprofil und ein zu niederen Energiewerten (< 2,8 MeV) verschobene EO-Linie bei geringer Fluenzanisotropie ($A \gtrsim 1$).

- beim Entladungstyp 2 verschwindet im gesamten Druckbe-

reich der Anteil des axialen beam-target-Mechanismus und damit die Energieanisotropie. Das SO-Hohlprofil ist stärker verbreitert ($\leq$ 400 keV) als das zur 2,45 MeV Linie symmetrische EO-Spektrum ($\leq$ 200 keV). Die Fluenzanisotropie nimmt Werte $\lesssim$ 1 an.

5. F A Z I T

Mit SPEED 1 wurde ein Plasmafokus in einem bislang nicht zugänglichen Parameterbereich betrieben.

Die elektrischen Messungen zeigen, daß nicht die Speicherenergie, sondern der bei gegebener Speicherenergie erzielbare Pinchstrom die relevante Kenngröße einer Plasmafokusanlage ist. Zur Erzielung einer hohen Stromeffizienz ist eine im Vergleich zur Fokuslast hohe Batterieimpedanz erforderlich, die bei niederinduktivem Aufbau hohe Werte des Stromanstiegs, der Ladespannung und kurze Stromanstiegszeit zur Folge hat.

Die Analyse elektrischer und optischer Messungen ergab, daß Dynamik und Daten des Pinches von Dicke und Leitfähigkeit der Strom- bzw. Plasmaschicht abhängen, die ihrerseits von den Zündparametern, insbesondere von der Zündspannung beeinflußt werden können. Die Ladespannung, wichtig für die Schichtbeschleunigung ($\dot{I}_o = U_o/L_o$), hat hingegen keinen unmittelbaren Einfluß auf Kompressions- und Pinchverhalten. Die niedrigen und ähnlichen Werte der Zündparameter klassischer Fokusentladungen erzeugen relativ dicke (cm), kalte Schichten, die zu diffusionsbestimmter Plasmakompression und zum Pinch kurzer Lebensdauer führen. Bei SPEED 1 gelingt es über die Generierung dünner (mm), hochleitfähiger Schichten, den Pinch über längere Zeit zu stabilisieren, wenn die anomale Widerstandserhöhung zum Pinchzeitpunkt vermieden wird (Entladungstyp 2).

Die Neutronenmessungen und ihre Zuordnung zu elektrischen Signalen zeigen, daß die Neutronen beim Plasmafokus aus mindestens zwei unabhängigen Quellen produziert werden: die Emission der primären Quelle ist nicht korreliert mit der Emission harter Röntgenstrahlung, die der sekundären Quelle startet mit der Emission harter Röntgenstrahlung, die ihrerseits mit der Pinchspannung korreliert ist. Bei klassischen Fokusentladungen wird erst beim Auftreten von m = 0 Instabilitäten Emission beobachtet, die stets aus beiden Quellen erfolgt mit druckabhängigem Anteil an der Gesamtausbeute.

Bei SPEED 1 beginnt die Emission der primären Quelle bereits vor Erreichen des minimalen Pinchradius, die der sekundären Quelle um mindestens 20 ns verzögert mit ebenfalls druckabhängigem Anteil an der Gesamtausbeute. Beim Hochdruckbetrieb des Entladungstyps 1 nimmt die Produktion der sekundären Quelle stark ab, beim Entladungstyp 2 ist sie quasi abgeschaltet.

Die Effizienz dieser primären Quelle hängt u. a. ab von der Lebensdauer des Pinches, die nach Möglichkeit der Stoßrelaxationszeit der Deuteronen entsprechen sollte, und der durch das Kompressionsverhältnis erreichbaren kinetischen Energie der Reaktionspartner (Wirkungsquerschnitt).

Beim Entladungstyp 2 scheint die Lebensdauer des Pinches nicht in erster Linie durch die Diffusionszeit des ein-

schließenden Magnetfeldes in das Pinchplasma begrenzt zu sein, sondern durch die Kürze der Stromhalbwelle. Der Strompuls läßt sich jedoch durch geeignete Hilfsmaßnahmen (z. B. Crowbar-System) verlängern.

Das Problem der Strombelastung der Innenelektrode bei langen Pinchzeiten läßt sich durch eine neuartige Beschleunigergeometrie[+)] lösen. Mit dem im Aufbau befindlichen Folgeexperiment SPEED 2 wird es (neben der Untersuchung der Skalierbarkeit der Neutronenausbeute in den MA-Bereich) möglich sein, Stabilisierung und Effizienz der primären Quelle zu studieren.

[+)] Zur Patentanmeldung vorgesehen

Literaturverzeichnis

[1] Mather, J. W.
Dense Plasma Focus
Methods of Experimental Physics
Academic Press, New York, London
Vol. 9B: 187 (1971)

[2] Bernard, A. et. al.
The Dense Plasma Focus-
A High Intensity Neutron Source
Nuclear Instruments and Methods
145 (1977) 191 - 218.

[3] Decker, G.
Wienecke, R.
Plasma Focus Devices
Physica 82 C (1976) 155 - 164

[4] Rapp, H.
Experimentelle Untersuchung der Betriebscharakteristik eines Plasmafokus
Dissertation Universität Stuttgart, 1973 (IPF-74-1)

[5] Krompholz, H.
Strahlung im sichtbaren, IR und weichen Röntgenbereich sowie experimenteller Nachweis von Ionen mit Energien größer 100 keV an einem 1,35 kJ Plasmafokus
Dissertation Univers. Darmstadt 1977

[6] Gourlan, C. et. al.
Recent progress in the 1 MJ plasma focus dynamics and the scaling for the neutron production
7th International Conference on Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research
IAEA-CN-37-U-3-1 Innsbruck 1978

[7] Oppenländer, T.
Proß G.
Decker, G.
Trunk, M.
Plasma Physics, Vol. 19,
p.p. 1075 to 1083
Pergamon Press, 1977

[8] Decker, G.
Herold, H.
Der Plasmafokus
Phys. Bl. 36 (1980) Nr. 11

[9] Decker, G.
et. al.
Plasma Physics, Vol. 22,
p.p. 245 to 260
Pergamon Press Ltd. 1980

[10] Rückle, B.
Über den Zusammenhang zwischen Neutronenproduktion und Instabilitäten am Plasmafokus
Dissertation Universität Stuttgart
1981 (IPF-81-1)

[11] Steinmetz, K.
Neutron Produktion and Ion Beam Generation in Plasma Focus Devices
Dissertation Universität Heidelberg
1980 (Plasmabericht 1/80)

[12] Böckle, G.
Untersuchung der Neutronenemission an Plasmafokusanlagen
Diplomarbeit Universität Heidelberg
1980 (Plasmabericht 2/80)

[13] Jäger, U.
Ortsaufgelöste Messungen zur Neutronen- und Ionenemission am Plasmafokus
Diplomarbeit Universität Stuttgart
(1980) (IPF-80-8)

[14] Oppenländer, T.
Experimentelle Untersuchung des Einflusses hoher Spannungen auf einen Plasmafokus
Dissertation Universität Stuttgart
1981 (IPF-81-2)

[15] Jahn, R. G. — Physics of electric propulsion
Mc Graw-Hill Book Company,
New York, 1968

[16] Tendys, J. — Dense Plasma Focus- A Literature Review
Australian Atomic Energy Comission
AAEC/E334 ISBN 642 996962 (1976)

[17] Patterson, E.L. — Energy-Scaling of a Plasma Focus Device
Research Report SC-RR-69-323
SANDIA LABORATORIES (1969)

[18] Flemming, L. — Optimierung einer Hochspannungs-Plasmafokus-Maschine. Interner Bericht des Instituts für Plasmaforschung IPF Universität Stuttgart (1977) (interner Bericht)

[19] Kies, W. — Experimentelle Parameterstudien am Plasmafokus MINIFOKUS
Diplomarbeit Universität Stuttgart (1977)(interner Bericht)

[20] Kaeppeler, H.J. — Ähnlichkeitsbetrachtungen und Skalierungsgesetze für den Plasmafokus
Institut für Plasmaforschung der Universität Stuttgart IPF-74-J (1975)

[21] Herziger, G. et. al. — Phys. Lett. 71 A, 1 (1979)

[22] Proß, G.
Zuordnung von Neutronenausbeute und Zuverlässigkeit zur Wahl experimenteller Parameter bei einer Plasmafokus-Maschine
Dissertation Universität Stuttgart (1975) (IPF-75-4)

[23] Oppenländer, T.
Messung der axialen Stromdichteverteilung am Plasmafokus
Diplomarbeit Universität Stuttgart (1976) (IPF-76-3)

[24] Keck, J.
The Physics of Fluids 7, Suppl. 16 (1964)

[25] Lie, T.N. et. al.
Diagnostics of accelerating plasma
4th semi-annual progress report, Sept. 1, 1967 - Feb. 29, 1968, Report Nr. 68-005
Department of Space and Applied Physics,
The Catholic University of America, Washington

[26] Denus et. al.
Investigation of the Breakdown and Run-Down Phases of the DPF-Discharge
IPPLM Report No 14/81/74/
S. Kaliski Institute of Plasma Physics and Laser Mikrofusion Warschau

[27] Lighthill, M.J.
Imai, I.
Sato, H.
Dynamics of Ionized Gases
University of Tokio Press 1973

[28] Gänger, B.
Der elektrische Durchschlag von Gasen
Springer-Verlag Berlin, Göttingen, Heidelberg 1953

[29] Hess, H. — Der elektrische Durchschlag in Gasen
Verlag Vieweg Braunschweig 1976

[30] Bernstein, M.J. — The Physics of Fluids 13, 11 (1970)

[31] Decker, G. et. al. — Dynamics of 120 and 20 kV plasma focus devices with respect to density and current distribution, neutron and x-ray emission, 6th Internat. Conf. on Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research, CN-35/E 18-1, Berchtesgaden 1976

[32] Butler, T.D. et. al. — The Physics of Fluids 12: 1904 (1969)

[33] Hübner, K. et. al. — Space-Resolved Investigation on the Plasma Focus Neutron Emission Plasmabericht Institut für Angewandte Physik Universität Heidelberg 1981

[34] Hübner, K. et. al. — Secondary t-d Reaktions in the Frascati Plasma Focus Plasmabericht 2/81 Universität Heidelberg 1981

[35] Bernstein M.J. Comisar, G.G. — The Physics of Fluids Vol. 15, number 4 (1971)

[36] Lehner, G.
Pohl, F.
Zeitschrift für Physik 207, 83-104 (1967)

[37] Schwark, M.
Messung von Ionenstrahlen am Plasmafokus
Diplomarbeit Universität Düsseldorf 1981

D a n k

Die vorliegende Arbeit wurde am Physikalischen Institut I der Universität Düsseldorf angefertigt. Dem Institutsleiter, Herrn Professor Dr. G. Decker, danke ich für die Aufnahme in die neue Arbeitsgruppe Plasmafokus und die Aufgabenstellung, die im wesentlichen auf einem von ihm selbst entwickelten Fokuskonzept basiert.

Mein ganz besonderer Dank gilt den engsten Mitarbeitern der Fokusgruppe, Herrn Professor Dr. G. Decker und Herrn Dr. G. Proß, die nicht nur durch ihren Einsatz bei Aufbau und Betrieb des Experiments, sondern auch durch intensive Betreuung mit vielen Diskussionen und wertvollen Anregungen wesentlich zu Fortschritt und Gelingen der Arbeit beigetragen haben.

Allen Mitarbeitern des Instituts danke ich für die kollegiale Zusammenarbeit und Unterstützung.

Den Mitarbeitern der Feinmechanikwerkstatt und der Zentralwerkstatt danke ich für ihre Hilfsbereitschaft und sorgfältige Arbeit. Namentlich Herrn Bölke, dem Leiter des Entwicklungslabors Feinmechanik, gebührt ein besonderer Dank für seine Leistungen bei Konstruktion, Aufbau und Betreuung des Experiments.

Ein herzliches Dankeschön sage ich den Damen des Sekretariats, Frau Hirschmann und Frau Dominik, für ihre wertvollen Hilfen im organisatorischen Bereich sowie ihre kritische Aufmerksamkeit und Geduld beim Schreiben der Manuskripte.

Lebenslauf

Am 26.7.1937 wurde ich als Sohn der Eheleute Ernst und Johanna Kies in Bergheim, Oberhessen, geboren.

1944 bis 1952 Besuch der Volksschule in Bergheim

1952 bis 1955 Lehre und Abschluß des Elektroinstallateurhandwerks in Büdingen, Oberhessen

1955 bis 1957 Berufspraktische Tätigkeit als Elektromonteur in Büdingen und Gelnhausen

1957 bis 1961 Berufspraktische Tätigkeit als Monteur für Schaltanlagen, Meß- und Regelungstechnik in Stuttgart. Einjähriger Auslandsaufenthalt in der Türkei.

1961 bis 1962 Besuch und Abschluß der staatlichen Technikerschule in Mannheim.

1962 bis 1971 Berufspraktische Tätigkeit als Techniker und Ingenieur in der Entwicklungsabteilung einer Firma für Meß- und Regelungstechnik in Stuttgart. Nebenberufliche Vorbereitung auf das Externenabitur.

1970 Reifeprüfung (allgemeine Hochschulreife) an der Wagenburg-Oberschule in Stuttgart.

1971 bis 1976 Studium der Elektrotechnik (Studienmodell Elektrophysik) an der Universität Stuttgart.

1977 Diplomarbeit am Institut für Plasmaforschung der Universität Stuttgart.

1977 bis 1978 Berufspraktische Tätigkeit als Diplomingenieur und Leiter der Projektierungsabteilung für Meß- und Regelungstechnische Anlagen einer Firma in Stuttgart.

1978 bis 1981 Wissenschaftlicher Assistent am Physikalischen Institut I der Universität Düsseldorf.

seit 1981 Hochschulassistent der Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät der Universität Düsseldorf.

Im Februar 1960 habe ich Fräulein Marliese Scharfenberger geheiratet. Wir haben zwei Kinder, Sohn Peter mit 20 und Tochter Elke mit 17 Jahren.

FOTODRUCK J. MAINZ – Telefon: (02 41) 2 73 05
Neupforte 13, Nähe Markt, 5100 Aachen